



**HAL**  
open science

# Études expérimentale et numérique des mécanismes de condensation de vapeur d'eau au sein d'un mini-canal d'échangeur

Nam Le

► **To cite this version:**

Nam Le. Études expérimentale et numérique des mécanismes de condensation de vapeur d'eau au sein d'un mini-canal d'échangeur. Autre. ISAE-ENSMA Ecole Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2022. Français. NNT : 2022ESMA0015 . tel-04368879

**HAL Id: tel-04368879**

**<https://theses.hal.science/tel-04368879>**

Submitted on 2 Jan 2024

**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.

# THÈSE

Pour l'obtention du Grade de

## DOCTEUR DE L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DE MÉCANIQUE ET D'AÉROTECHNIQUE

(Diplôme National – Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale : **Sciences et Ingénierie des Matériaux, Mécanique, Énergétique**

Secteur de Recherche : ÉNERGÉTIQUE – THERMIQUE – COMBUSTION

Présentée par :

**Nam LE**

---

### Études expérimentale et numérique des mécanismes de condensation de vapeur d'eau au sein d'un mini-canal d'échangeur

---

Directeurs de thèse : **Frédéric PLOURDE, Matthieu FÉNOT**

Co-encadrant : **Dominique COUTON**

Soutenance le 30 août 2022

devant la Commission d'Examen

## JURY

### Rapporteurs :

Mme **Valérie SARTRE**, Maître de Conférences - HDR à l'INSA de Lyon, *Cethil UMR-5008*.

M. **Christian RUYER-QUIL**, Professeur à l'Université de Savoie Mont Blanc, *LOCIE UMR 5271*.

### Membres du jury :

M. Christophe MARVILLET, Professeur au CNAM de Paris, *Directeur de l'IFFI*.

M. Arnaud MURA, Directeur de Recherches CNRS, *Institut P' UPR-3346*.

M. Maroun NEMER, Maître de Recherches aux Mines Paris Tech, *Directeur du CES*.

M. Frédéric PLOURDE, Directeur de Recherches CNRS, *Institut P' UPR-3346*.

M. Matthieu FÉNOT, Maître de Conférences - HDR à l'ISAE-ENSMA, *Institut P' UPR-3346*.

M. Dominique COUTON, Maître de Conférences à l'Université de Poitiers, *Institut P' UPR-3346*.

### Invité :

M. Maxime ZEBIAN, Ingénieur R&D, *AIRBUS*.



*« Good decisions come from experience.  
Experience comes from making bad decisions. »*

Mark Twain



## Remerciements

Avant de présenter mon travail, je tiens tout d'abord à remercier tous les membres du jury d'avoir accepté de juger et d'évaluer ce travail de thèse.

Je tiens à remercier tout particulièrement les rapporteurs, Mme. Valérie Sartre et M. Christian Ruyser-Quil, d'avoir analysé minutieusement mon travail.

Je tiens aussi à remercier les autres membres du jury pour leur contribution, MM. Christophe Marvillet, Arnaud Moura, Maroun Nemer et Maxime Lebiam.

Je tiens à remercier bien sincèrement mon directeur de thèse M. Frédéric Plourde de m'avoir accueilli dans son équipe. Son soutien constant, sa disponibilité, son écoute, ses connaissances et ses conseils constructifs m'ont guidé tout au long de cette thèse.

J'adresse mes remerciements à mes co-directeur et co-encadrant de thèse qui m'ont soutenu durant toute la durée de ma recherche. Merci à M. Matthieu Fénot pour sa rigueur pendant la conception de la section d'essais. Merci à M. Dominique Couton pour sa patience et ses précieux conseils tout au long du montage et de la mise en fonctionnement du dispositif d'essais expérimental. Sans lui ce travail n'aurait probablement pas vu le jour.

Je remercie par ailleurs l'ensemble du personnel de l'équipe qui m'ont aidé à réaliser mon projet en apportant des conseils techniques importants : Cyril Romestant, Hervé Orlaud, Catherine Fuentes, Yann Thomas, Jean-Christophe Fraudeau, Christophe Quintard, Jean-Carl Rousseau, Catherine Lavallade, Oliver Delage, Nicolas Papin, et en particulier Bastien Robert pour sa disponibilité et son savoir-faire.

Je n'oublie également pas mes stagiaires vietnamiens, Nguyen Son Anh, Do Chai Huy et Nguyen Thanh Hung, qui ont participé à mes travaux de recherche. Enfin, mes remerciements vont également aux amis et collègues qui m'ont accompagné lors de ces 4 années : Cung, Bách, Clément, Yassine, Alexandre, Amal, Arun...



# Table des matières

<b>Table des matières</b>	<b>vii</b>
<b>Table des figures</b>	<b>xi</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>xvii</b>
<b>Nomenclature</b>	<b>xix</b>
<b>Introduction générale</b>	<b>1</b>
<b>I Étude expérimentale de la condensation de vapeur d'eau dans un condenseur à mini-canal</b>	<b>3</b>
<b>1 Introduction et revue bibliographique</b>	<b>5</b>
1.1 Introduction . . . . .	6
1.2 Généralités sur les échangeurs de chaleur . . . . .	6
1.2.1 Échangeurs monophasiques . . . . .	7
1.2.2 Échangeurs diphasiques . . . . .	8
1.2.3 Technologie des échangeurs . . . . .	10
1.2.4 Enjeux énergétiques et environnementaux . . . . .	13
1.3 Revue bibliographique à propos de la condensation . . . . .	13
1.3.1 Caractéristiques thermodynamiques de l'eau . . . . .	13
1.3.2 Classification des écoulements . . . . .	15
1.3.3 Régimes de condensation . . . . .	15
1.3.4 Coefficient de transfert thermique . . . . .	17
1.3.5 Perte de charge . . . . .	22
1.4 Conclusion partielle . . . . .	24
<b>2 Description du dispositif expérimental et de la métrologie associée</b>	<b>25</b>
2.1 Objectif et principe du banc d'essais expérimental . . . . .	26
2.1.1 Motivation . . . . .	26
2.1.2 Éléments de conception . . . . .	26
2.2 Présentation détaillée du dispositif expérimental . . . . .	28
2.2.1 Zone « évaporateur » . . . . .	28
2.2.2 Ligne « vapeur » . . . . .	28
2.2.2.a Surchauffeur(s) . . . . .	29
2.2.2.b Débitmètre vapeur . . . . .	29
2.2.2.c Pré-condenseur . . . . .	30
2.2.3 Zone « condenseur » . . . . .	30
2.2.3.a Condenseur(s) . . . . .	31
2.2.3.b Circuit de refroidissement du condenseur . . . . .	32
2.2.3.c Circuit de l'eau de refroidissement . . . . .	33



2.2.3.d	Tube(s) en verre . . . . .	33
2.2.4	Ligne « condensats » . . . . .	34
2.2.4.a	Post-condenseur(s) . . . . .	34
2.2.4.b	Réservoir . . . . .	35
2.2.4.c	Pompe volumétrique . . . . .	36
2.2.5	Mise en place des éléments de la boucle et isolation . . . . .	36
2.2.5.a	Mise en place de la boucle diphasique . . . . .	36
2.2.5.b	Isolation et montage final de la boucle diphasique . . . . .	38
2.3	Métrologie et visualisation . . . . .	38
2.3.1	Mesures de température . . . . .	38
2.3.1.a	Thermométrie par sonde à résistance . . . . .	38
2.3.1.b	Thermométrie par thermocouple . . . . .	39
2.3.1.c	Thermométrie par thermocouple au niveau de l'échangeur . . . . .	40
2.3.2	Mesure de pression . . . . .	41
2.3.3	Mesure de niveau d'eau au réservoir . . . . .	42
2.3.4	Mesures de débit . . . . .	42
2.3.4.a	Débitmètre à effet Coriolis (vapeur) . . . . .	42
2.3.4.b	Débitmètre à ultrasons (eau de refroidissement) . . . . .	43
2.3.5	Imagerie numérique rapide par caméra haute vitesse . . . . .	44
2.3.6	Acquisition de données et programmation LabVIEW® . . . . .	46
2.4	Mise en fonctionnement du banc d'essais expérimental . . . . .	50
2.4.1	Mise sous vide de la boucle . . . . .	50
2.4.2	Système spécifique de remplissage de la boucle diphasique . . . . .	50
2.4.3	Protocole de mesures du banc d'essais expérimental . . . . .	52
2.5	Fonctionnement du système pour une configuration de référence . . . . .	54
2.5.1	Aspect thermodynamique des changements de phase du fluide . . . . .	54
2.5.2	Définition de la configuration de référence . . . . .	55
2.5.3	Réponses temporelles de la boucle diphasique . . . . .	56
2.5.3.a	Phase transitoire . . . . .	58
2.5.3.b	Phase stationnaire . . . . .	62
2.5.3.c	Phase de refroidissement . . . . .	64
2.5.4	Analyse des performances des condenseurs en régime stationnaire . . . . .	65
2.5.5	Qualité des mesures de température de paroi . . . . .	70
2.6	Conclusion partielle . . . . .	71
<b>3</b>	<b>Analyse des mécanismes de condensation</b> . . . . .	<b>73</b>
3.1	Analyse de la configuration de référence . . . . .	74
3.1.1	Régimes d'écoulement . . . . .	74
3.1.2	Coefficient d'échange . . . . .	80
3.1.3	Perte de charge . . . . .	86
3.2	Approche paramétrique . . . . .	88
3.2.1	Influence de la vitesse massique $G$ . . . . .	88
3.2.2	Influence de la température $T_R$ . . . . .	91
3.3	Confrontation aux corrélations existantes . . . . .	93
3.3.1	Coefficients d'échange . . . . .	93
3.3.2	Perte de charge . . . . .	97
3.4	Conclusion partielle . . . . .	101

<b>II Étude numérique du changement de phase par le couplage <i>Level-Set/Volume-of-Fluid</i></b>	<b>103</b>
<b>4 Simulations numériques d'écoulements diphasiques sans changement de phase</b>	<b>105</b>
4.1 Introduction	106
4.2 Généralités des méthodes de suivi d'interface	106
4.2.1 Méthodes de l'approche lagrangienne	106
4.2.2 Méthodes de l'approche eulérienne	107
4.2.2.a Méthode <i>Volume-of-Fluid</i>	107
4.2.2.b Méthode <i>Level-Set</i>	108
4.2.2.c Méthodes CLSVOF	109
4.3 Dynamique du fluide incompressible	110
4.3.1 Équations de Navier-Stokes	110
4.3.1.a Équations de Navier-Stokes pour un écoulement monophasique	110
4.3.1.b Équations de Navier-Stokes pour un écoulement diphasique	110
4.3.2 Méthode de projection	111
4.3.2.a Méthode de projection pour un écoulement monophasique	112
4.3.2.b Méthode de projection pour un écoulement diphasique	112
4.4 Prise en main du code de calcul DFMVOF	116
4.4.1 Rappels sur la méthode des volumes finis	116
4.4.2 Maillage de discrétisation	118
4.4.3 Algorithme de la méthode CLSVOF mis en œuvre	119
4.4.3.a Résolution de l'équation de transport de VOF	119
4.4.3.b Résolution de l'équation de transport de <i>Level-Set</i>	120
4.4.3.c Reconstruction de l'interface	120
4.4.3.d Réinitialisation de la fonction <i>Level-Set</i>	121
4.4.4 Algorithme de la méthode de projection mise en œuvre	122
4.5 Validation du code DFMVOF	123
4.5.1 Cas test 1 : équation de transport	123
4.5.2 Cas test 2 : tension superficielle	126
4.5.3 Cas test 3 : bulle soumise à la poussée d'Archimède	128
4.5.4 Coalescence de bulles soumises à la poussée d'Archimède	131
4.6 Conclusion partielle	133
<b>5 Développements numériques pour le changement de phase</b>	<b>135</b>
5.1 Résolution numérique du bilan de conservation de l'énergie	136
5.1.1 Mise en équation	136
5.1.2 Schémas numériques mis en oeuvre	136
5.1.3 Cas tests de validation	136
5.1.3.a Test 1 : Problème d'advection pure	136
5.1.3.b Test 2 : Problème de diffusion pure	138
5.1.3.c Test 3 : Problème d'advection-diffusion	140
5.2 Modèles de changement de phase	141
5.2.1 Modèle de Lee	142
5.2.2 Modèle de Schrage	143
5.2.3 Modèle d'interface raide	143
5.3 Techniques d'extrapolation d'ordre élevé	144
5.3.1 Extrapolation constante (ordre 0)	144
5.3.2 Extrapolation linéaire (ordre 1)	144
5.3.3 Extrapolation quadratique (ordre 2)	145
5.3.4 Tests de validation	145

5.4	Thermodynamique du fluide en changement de phase . . . . .	147
5.4.1	Équation de continuité . . . . .	147
5.4.2	Équation de bilan de la quantité de mouvement . . . . .	147
5.4.3	Équation de bilan de l'énergie . . . . .	147
5.5	Mise en œuvre des algorithmes dans le code DFMVOF . . . . .	148
5.5.1	Résolution de l'équation de température . . . . .	148
5.5.2	Calcul du terme source . . . . .	149
5.5.3	Méthode CLSVOF avec changement de phase . . . . .	150
5.5.3.a	Équation d'advection de fonction VOF . . . . .	150
5.5.3.b	Équation d'advection de fonction <i>Level-Set</i> . . . . .	151
5.5.4	Méthode de projection avec une condition de saut sur la vitesse . . . . .	151
5.6	Tests de validation . . . . .	152
5.6.1	Problème de Stefan 1D . . . . .	152
5.6.2	Évaporation à un taux de changement de phase constant . . . . .	153
5.6.3	Évaporation d'une bulle de vapeur dans le liquide surchauffé . . . . .	154
5.7	Conclusion partielle . . . . .	156
<b>6</b>	<b>Simulation numérique de la condensation dans un mini-canal</b> . . . . .	<b>157</b>
6.1	Introduction . . . . .	158
6.2	Analyse numérique des écoulements à poches, à bouchons et à bulles . . . . .	159
6.2.1	Domaine de calcul, conditions initiales et conditions aux limites imposées . . . . .	159
6.2.1.a	Domaine de calcul et conditions initiales . . . . .	159
6.2.1.b	Conditions aux limites . . . . .	160
6.2.2	Condensation d'une poche de vapeur . . . . .	161
6.2.2.a	$u_0 = 1,5$ m/s . . . . .	161
6.2.2.b	$u_0 = 0,50$ m/s . . . . .	164
6.2.3	Coalescence et condensation de deux poches de vapeur . . . . .	167
6.2.4	Condensation des régimes d'écoulement à poches, à bouchons et à bulles . . . . .	168
6.3	Analyse numérique du régime annulaire . . . . .	170
6.3.1	Domaine de calcul initialement rempli par le liquide . . . . .	171
6.3.1.a	Conditions initiales et conditions aux limites . . . . .	171
6.3.1.b	Résultats numériques . . . . .	172
6.3.2	Domaine de calcul initialement rempli par la vapeur . . . . .	174
6.3.2.a	Conditions initiales et conditions aux limites . . . . .	174
6.3.2.b	Résultats numériques . . . . .	175
6.4	Conclusion partielle . . . . .	176
	<b>Conclusion et perspectives</b> . . . . .	<b>177</b>
	<b>Bibliographie</b> . . . . .	<b>181</b>
	<b>A Propriétés physiques de l'eau</b> . . . . .	<b>191</b>
	<b>B Corrélations empiriques issues de la littérature</b> . . . . .	<b>195</b>
B.1	Coefficient d'échange . . . . .	195
B.1.1	Corrélations de type Shah . . . . .	195
B.1.2	Corrélations de type Martinelli . . . . .	196
B.2	Perte de pression . . . . .	198
B.2.1	Corrélations basées sur $\phi_{\text{liq}}^2, \phi_{\text{vap}}^2$ . . . . .	198
B.2.2	Corrélations basées sur $\phi_{\text{lo}}^2, \phi_{\text{vo}}^2$ . . . . .	200

# Table des figures

1.1	Évolution de températures dans les échangeurs monophasiques . . . . .	7
1.2	Schéma des échangeurs à courants croisés . . . . .	8
1.3	Évolution de températures dans les échangeurs diphasiques . . . . .	9
1.4	Marché mondial des échangeurs de chaleur dans l'industrie en 2020 [2] . . . . .	10
1.5	Schéma d'un échangeur tubulaire . . . . .	10
1.6	Ailettes droites et circulaires disposées sur différentes canalisations . . . . .	11
1.7	Schéma des échangeurs à plaques . . . . .	12
1.8	Diagramme de phase de l'eau . . . . .	14
1.9	Topologie des écoulements en condensation externe . . . . .	16
1.10	Topologie des écoulements diphasiques en condensation dans un tube circulaire, en fonction du débit massique [7] . . . . .	16
1.11	Schéma de 2 principaux types de condensation . . . . .	18
2.1	Schéma du principe de la boucle diphasique à concevoir . . . . .	26
2.2	Schéma représentatif de la boucle diphasique . . . . .	27
2.3	Schéma représentatif du bouilleur . . . . .	28
2.4	Schéma représentatif du surchauffeur . . . . .	29
2.5	Schéma représentatif du débitmètre vapeur . . . . .	30
2.6	Schéma représentatif du pré-condenseur . . . . .	30
2.7	Composants principaux du condenseur . . . . .	31
2.8	Schéma d'assemblage du condenseur . . . . .	32
2.9	Schéma du circuit de refroidissement du condenseur . . . . .	32
2.10	Mise en place du circuit de refroidissement du condenseur . . . . .	33
2.11	Mise en place des tubes d'observation . . . . .	34
2.12	Schéma représentatif des post-condenseurs . . . . .	34
2.13	Schéma représentatif du réservoir . . . . .	35
2.14	Schéma représentatif de la pompe Cole-Parmer® . . . . .	36
2.15	Vue d'ensemble de la zone « bouilleur » . . . . .	37
2.16	Vue d'ensemble de la zone « condenseur » . . . . .	37
2.17	Principe de thermométrie par sonde à résistance . . . . .	38
2.18	Principe de thermométrie par thermocouple . . . . .	39
2.19	Détail de placement des thermocouples . . . . .	40
2.20	Mise en place des mesures du couple pression-température en entrée et en sortie du condenseur . . . . .	41
2.21	Principe de fonctionnement d'un capteur de pression absolue . . . . .	41
2.22	Principe de fonctionnement d'un capteur capacitif de niveau . . . . .	42
2.23	Principe de fonctionnement d'un débitmètre à effet Coriolis . . . . .	43
2.24	Principe de fonctionnement d'un débitmètre à ultrasons . . . . .	43
2.25	Dispositif de visualisation . . . . .	44
2.26	Visualisation de la topologie des écoulements . . . . .	45
2.27	Placement final des mesures effectuées . . . . .	46
2.28	Acquisition des données de mesure . . . . .	46

2.29	Interface Homme-Machine du banc d'essais expérimental . . . . .	47
2.30	Schéma descriptif du dispositif expérimental complet . . . . .	48
2.31	Vue réelle du banc d'essai pour l'étude expérimentale des mécanismes de condensation . . . . .	49
2.32	Dispositif et principe de remplissage . . . . .	50
2.33	Paramètres de contrôle . . . . .	52
2.34	Diagramme entropique idéal de la boucle diphasique . . . . .	54
2.35	Évolution temporelle du couple pression-température de vapeur . . . . .	56
2.36	Évolution temporelle du débit de vapeur . . . . .	57
2.37	Évolution temporelle du niveau d'eau au réservoir . . . . .	57
2.38	Rappels des paramètres de pilotage et de « contrôle » de la boucle . . . . .	58
2.39	Évolution du couple $p - T$ de vapeur (régime transitoire) . . . . .	59
2.40	Évolution du débit de vapeur (régime transitoire) . . . . .	60
2.41	Évolution du niveau d'eau au réservoir (régime transitoire) . . . . .	60
2.42	Évolution du couple $p - T$ de vapeur (régime stationnaire) . . . . .	62
2.43	Évolution du débit de vapeur (régime stationnaire) . . . . .	63
2.44	Évolution du niveau d'eau au réservoir (régime stationnaire) . . . . .	63
2.45	Évolution du couple $p - T$ de vapeur (régime de refroidissement) . . . . .	64
2.46	Évolution du débit de vapeur (régime de refroidissement) . . . . .	65
2.47	Évolution du niveau d'eau au réservoir (régime de refroidissement) . . . . .	65
2.48	Rappels des paramètres de mesure sur les circuits de refroidissement des condenseurs . . . . .	66
2.49	Évolution des paramètres de mesure sur les circuits de refroidissement en phase stationnaire . . . . .	66
2.50	Puissances thermiques échangées aux condenseurs . . . . .	69
2.51	Évolution de 2 températures de paroi externe du tube (en cuivre) en régime stationnaire . . . . .	70
3.1	Évolution des types d'écoulement observés en fonction du temps à partir de l'instant de démarrage $t_0$ du système . . . . .	75
3.2	Évolution de l'épaisseur du film liquide en fonction du titre de vapeur . . . . .	76
3.3	Prédominance des forces de cisaillement, $x = 0,07$ ( $\Delta t = 5$ ms) . . . . .	77
3.4	Compétition entre les forces du cisaillement et les forces de capillarité, $x = 0,06$ ( $\Delta t = 5$ ms) . . . . .	77
3.5	Prédominance des forces de capillarité, $x = 0,05$ ( $\Delta t = 5$ ms) . . . . .	78
3.6	Formation d'un bouchon, $x = 0,02$ ( $\Delta t = 5$ ms) . . . . .	78
3.7	Formation d'une bulle, $x = 0,01$ ( $\Delta t = 15$ ms) . . . . .	79
3.8	Coexistence des régimes, $x = 0,01$ ( $\Delta t = 15$ ms) . . . . .	79
3.9	Schéma de positionnement des thermocouples dans chaque condenseur : ici le condenseur N°1 . . . . .	80
3.10	Schéma représentatif de la modélisation thermique du condenseur . . . . .	81
3.11	Évolution des températures tout le long des 2 condenseurs ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	82
3.12	Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur pour les 2 condenseurs ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	83
3.13	Vue agrandie du coefficient d'échange pour les 2 condenseurs ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	84
3.14	Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur $x$ pour $T_{Cryos} = 20$ °C et $T_{Cryos} = 60$ °C ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	85
3.15	Évolution des pressions et de la perte de charge $\Delta p$ en fonction du titre de vapeur ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	86
3.16	Évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	87

3.17	Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur pour $51,4 \leq G \leq 85,1$ kg/m <sup>2</sup> s ( $T_R = 100$ °C) . . . . .	89
3.18	Vue agrandie du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur pour $G = 51,4$ kg/m <sup>2</sup> s et $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s ( $T_R = 100$ °C) . . . . .	89
3.19	Évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen pour $51,4 \leq G \leq 85,1$ kg/m <sup>2</sup> s ( $T_R = 100$ °C) . . . . .	90
3.20	Rappel du schéma de la boucle diphasique . . . . .	91
3.21	Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur pour $T_R = 90$ °C et $T_R = 100$ °C ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s) . . . . .	92
3.22	Évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen pour $T_R = 90$ °C et $T_R = 100$ °C ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s) . . . . .	92
3.23	Comparaison avec 2 corrélations ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	95
3.24	Confrontation du coefficient d'échange de notre étude aux corrélations issues de la littérature, $51,4 \leq G \leq 85,1$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C . . . . .	96
3.25	Comparaison avec 2 corrélations ( $G = 74,2$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	99
3.26	Confrontation de la perte de charge de notre étude aux corrélations issues de la littérature ( $51,4 \leq G \leq 85,1$ kg/m <sup>2</sup> s et $T_R = 100$ °C) . . . . .	100
4.1	Illustration des méthodes de la description lagrangienne . . . . .	107
4.2	Illustration de la méthode VOF . . . . .	108
4.3	Illustration de la méthode Level-Set . . . . .	109
4.4	Illustration de la force de tension superficielle au niveau de l'interface, et des fonctions $\mathcal{H}_\Gamma(\phi)$ et $\delta_\Gamma(\phi)$ . . . . .	111
4.5	Illustration des fonctions continues $\mathcal{H}_e(\phi)$ et $\delta_e(\phi)$ . . . . .	113
4.6	Condition de saut à l'interface . . . . .	115
4.7	Algorithme du solveur numérique DFMVOF . . . . .	116
4.8	Volume de contrôle $V_P$ et un volume adjacent $V_N$ . . . . .	117
4.9	Schéma de maillage décalé . . . . .	118
4.10	Algorithme de la méthode CLSVOF . . . . .	119
4.11	Reconstruction de l'interface . . . . .	120
4.12	Schéma de la réinitialisation de la fonction Level-Set . . . . .	121
4.13	Algorithme de la méthode de projection . . . . .	122
4.14	Caractéristiques du domaine de calcul et champs de vitesse imposés . . . . .	123
4.15	Évolution en fonction du temps de la topologie du cercle dans les champs de vitesse imposés . . . . .	125
4.16	Évolution de la topologie du cercle dans les champs de vitesse inversés dans le temps à l'instant $t = T/2$ avec $T = 2$ s . . . . .	126
4.17	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulation . . . . .	127
4.18	. . . . .	127
4.19	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulations . . . . .	128
4.20	Évolution de la topologie de la bulle soumise à la poussée d'Archimède pour la tension superficielle $\sigma = 0,5$ N/m . . . . .	128
4.21	Évolution des vitesses de la bulle en fonction du temps . . . . .	129
4.22	Topologie de la bulle soumise à la poussée d'Archimède en fonction de la tension superficielle $\sigma$ pour $0,01 \leq \sigma \leq 5$ N/m . . . . .	130
4.23	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulations . . . . .	131
4.24	Confrontation entre les résultats expérimentaux et numériques pour le cas de coalescence co-axiale, $Eo = 16$ et $Eo = 20 \times 10^{-3}$ . . . . .	132
4.25	Confrontation entre les résultats expérimentaux et numériques pour le cas de coalescence oblique, $Eo = 16$ et $Eo = 20 \times 10^{-3}$ . . . . .	133

5.1	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres de simulation pour le problème de d'advection pure . . . . .	137
5.2	Comparaison des résultats numériques à la solution analytique pour le problème d'advection pure . . . . .	138
5.3	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulation pour le problème de diffusion pure . . . . .	139
5.4	Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques pour le problème de diffusion pure . . . . .	139
5.5	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulation pour le problème d'advection-diffusion . . . . .	140
5.6	Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques pour le problème d'advection-diffusion . . . . .	141
5.7	Illustration des vitesses du liquide, de la vapeur et de l'interface pour l'évaporation pour deux instants $t_0$ et $t_0 + \Delta t$ . . . . .	141
5.8	Estimation de la densité de flux de chaleur échangée pendant le processus de condensation selon le modèle d'interface raide . . . . .	144
5.9	Isocontours des champs $f$ . . . . .	146
5.10	Isocontours du champ extrapolé pour les 3 techniques d'extrapolation . . . . .	146
5.11	Algorithme du solveur numérique DFMVOF adapté aux problèmes de changement de phase . . . . .	148
5.12	Condition de Dirichlet à l'interface . . . . .	149
5.13	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres de simulation . . . . .	152
5.14	Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques pour le problème de Stefan 1D . . . . .	153
5.15	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres de simulation . . . . .	154
5.16	Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques pour le problème d'évaporation à un taux de changement de phase constant . . . . .	154
5.17	Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulation . . . . .	155
5.18	Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques . . . . .	155
6.1	Domaine de calcul et propriétés thermophysiques de l'eau saturée . . . . .	158
6.2	Caractéristiques du domaine de calcul et conditions initiales de la topologie d'écoulements de trois configurations de simulation numérique étudiées . . . . .	159
6.3	Caractéristiques des conditions aux limites imposées . . . . .	160
6.4	Évolution spatiale de la topologie de la poche de vapeur et des profils de vitesse le long du canal ( $u_0 = 1,5$ m/s) à différents instants . . . . .	162
6.5	Évolution de la vitesse maximale en fonction du temps et illustration d'une composante de vitesse du liquide en sortie du canal . . . . .	163
6.6	Vue de détail de la vitesse des phases à l'instant $t_0 + 15$ ms . . . . .	164
6.7	Topologie d'écoulements observés pour le titre de vapeur égal à 0,01 . . . . .	164
6.8	Évolution de la topologie d'une poche de vapeur en fonction du temps ( $u_0 = 0,50$ m/s) . . . . .	165
6.9	Évolution de la vitesse maximale en fonction du temps . . . . .	166
6.10	Exemple d'évolution de la topologie d'une poche de vapeur se déplaçant à une vitesse relativement faible . . . . .	166
6.11	Coalescence de deux poches de vapeur (num.) . . . . .	167
6.12	Vue en détail du champ de vitesse à l'instant $t_0 + 9$ ms . . . . .	168
6.13	Exemple d'évolution de la coalescence de deux poches de vapeur (exp.) . . . . .	168
6.14	Évolution de la topologie d'écoulements en fonction du temps . . . . .	169
6.15	Exemple d'évolution de la topologie d'écoulements en fonction du temps (exp.) . . . . .	170
6.16	Exemple d'évolution du régime annulaire en fonction du temps (exp.) . . . . .	171
6.17	Domaine de calcul initialement rempli par le liquide . . . . .	171

6.18	Évolution de la topologie d'écoulements et des profils de vitesse fonction du temps .	173
6.19	Évolution de la structure d'un film liquide entraîné par la vapeur . . . . .	174
6.20	Domaine de calcul initialement rempli par la vapeur . . . . .	175
6.21	Évolution de la topologie d'écoulements et des profils de vitesse fonction du temps .	176
6.22	Entrainement du film liquide par la vapeur . . . . .	176
A.1	Tableau des propriétés thermodynamiques de l'eau saturée [9] . . . . .	191
A.2	Diagramme de phase (Wikipédia) . . . . .	192
A.3	Diagramme entropique (université de Lorraine) . . . . .	193
A.4	Diagramme enthalpique ( <i>Technical Thermodynamics for Engineers</i> ) . . . . .	194





# Liste des tableaux

2.1	Paramètres de la configuration de référence . . . . .	56
2.2	Sollicitations thermiques dans la phase transitoire . . . . .	58
2.3	Moyenne et écart-type des paramètres de mesure . . . . .	67
2.4	Propriétés thermophysiques du fluide . . . . .	68
2.5	Calcul du bilan thermique . . . . .	69
2.6	Calcul des titres de vapeur en régime stationnaire . . . . .	70
3.1	Puissance au bouilleur retenue . . . . .	88
3.2	Évolution des mesures au réservoir et au condenseur N°1 en fonction de la température $T_R$ au réservoir ( $G = 74,2\text{kg/m}^2\text{s}$ , $\dot{m}_{\text{eau}} \approx 300\text{mL/min}$ ) . . . . .	91
4.1	Valeurs des paramètres correspondant aux équations de conservation . . . . .	117
4.2	Comparaison des résultats numériques avec le diagramme de Grace . . . . .	131
5.1	Calcul du flux numérique au bord droit de la cellule ( $i,j$ ) selon 3 schémas Up-Wind, QUICK et TVD . . . . .	137
B.1	Valeurs empiriques de $C$ d'après Lockhart et Martinelli (1949) [25] . . . . .	199
B.2	Valeurs empiriques des constantes d'après Lee et Lee (2001) [114] . . . . .	200



# Nomenclature

<b>Notations latines</b>		
$A$	aire de la section droite	$m^2$
$c_p$	capacité calorifique massique à pression constante	$J\text{ kg}^{-1}\text{ K}^{-1}$
$D$	diamètre	$m$
$\mathbf{D}$	tenseur des déformations	$s^{-1}$
$f$	coefficient de frottement	-
$F$	fraction volumique	-
$\mathbf{g}$	accélération de pesanteur	$m\text{ s}^{-2}$
$G$	débit masse surfacique	$kg\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}$
$h$	coefficient de convection thermique	$W\text{ m}^{-2}\text{ K}^{-1}$
$H$	niveau d'eau dans le réservoir	%
$j$	vitesse superficielle	$m\text{ s}^{-1}$
$\ell$	longueur de condensation	$m$
$L$	longueur	$m$
$L_{\text{vap}}$	chaleur latente de changement de phase liquide/vapeur	$J\text{ kg}^{-1}$
$\mathbf{I}$	tenseur unité	-
$\dot{m}$	débit massique	$kg\text{ s}^{-1}$
$\dot{m}''$	taux de changement de phase surfacique	$kg\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}$
$\dot{m}'''$	taux de changement de phase volumique	$kg\text{ m}^{-3}\text{ s}^{-1}$
$M$	masse molaire	$kg\text{ mol}^{-1}$
$\mathbf{n}$	vecteur normal	-
$p$	pression	$Pa$
$P$	périmètre	$m$
$\mathcal{P}$	puissance électrique	$W$
$\dot{q}$	débit volumique	$m^3\text{ s}^{-1}$
$\dot{Q}$	puissance thermique	$W$
$R$	constante universelle des gaz parfaits	$J\text{ mol}^{-1}\text{ K}^{-1}$
$R$	rayon	$m$
$S$	aire de la face	$m^2$
$t$	temps	$s$
$T$	température	$^{\circ}C, K$
$u$	vitesse de la phase	$m\text{ s}^{-1}$
$\mathbf{u}$	vecteur vitesse	$m\text{ s}^{-1}$
$V$	volume	$m^3$
$x$	titre de vapeur	-
$\mathbf{x}$	coordonnée	$m$
$z$	coordonnée longitudinale	$m$
<b>Notations grecques</b>		
$\alpha$	fraction de vide	-
$\alpha$	diffusivité thermique	$m^2\text{ s}^{-1}$
$\gamma$	coefficient d'accommodation	-

$\epsilon$	rugosité	m
$\theta$	angle d'inclinaison	rad
$\kappa$	courbure d'interface	$m^{-1}$
$\lambda$	conductivité thermique	$W m K^{-1}$
$\mu$	viscosité dynamique	Pa s
$\nu$	viscosité cinématique	$m^2 s^{-1}$
$\rho$	masse volumique	$kg m^{-3}$
$\sigma$	tension de surface liquide/vapeur	$N m^{-1}$
$\sigma$	écart-type	SI
$\tau$	temps	s
$\tau$	contrainte de cisaillement	Pa
$\phi$	multiplicateur de friction	-
$\phi$	fonction de Level-Set	m

### Nombres adimensionnels

$Bo$	nombre de Bond	-
$Eo$	nombre d'Eötvös	-
$Ja$	nombre de Jakob	-
$Fr$	nombre de Froude	-
$Mo$	nombre de Morton	-
$Nu$	nombre de Nusselt	-
$Pr$	nombre de Prandtl	-
$Re$	nombre de Reynolds	-
$We$	nombre de Weber	-
$X$	paramètre de Martinelli	-
$Y$	paramètre de Chisholm	-

### Opérateurs mathématiques

$\nabla$	Nabla (opérateur différentiel vectoriel)
$\nabla f$	gradient d'une fonction scalaire $f$
$\nabla \mathbf{a}$	gradient d'une fonction vectorielle $\mathbf{a}$
$\nabla \cdot \mathbf{a}$	divergent d'une fonction vectorielle $\mathbf{a}$
$\nabla \cdot \mathbf{A}$	divergent d'une fonction tensorielle $\mathbf{A}$
$\nabla \cdot (\nabla f)$	laplacien d'une fonction scalaire $f$
$\mathbf{a} \otimes \mathbf{b}$	produit tensoriel de deux fonctions vectorielles $\mathbf{a}$ et $\mathbf{b}$
$f_{\mathbf{n}}$	dérivée normale d'une fonction scalaire $f$
$\frac{D}{Dt}$	dérivée matérielle d'une fonction scalaire ou vectorielle $\square$
$\delta()$	fonction de Dirac
$\text{erf}()$	fonction d'erreur
$\exp()$	fonction exponentielle
$H()$	fonction de Heaviside
$\text{Pr}()$	probabilités d'un événement
$\text{sign}()$	fonction signe
$\square$	opérateur de moyenne temporelle
$[\square]_{\Gamma}$	opérateur de saut à l'interface

### Indices

$\square_{\text{analytique}}$	analytique
$\square_{\text{atm}}$	atmosphérique
$\square_{\text{amb}}$	ambiant
$\square_{\text{B}}$	bouilleur

$\square_C$	condenseur
$\square_{\text{cell}}$	volume de contrôle
$\square_{\text{e/s}}$	entrée/sortie
$\square_{\text{eau}}$	eau de refroidissement
$\square_f$	final
$\square_h$	hydraulique
$\square_{\text{i/e}}$	interne/externe
$\square_{\text{liq}}$	phase liquide
$\square_{\text{lo}}$	liquide pur
$\square_m$	moyen arithmétique
$\square_{\text{min}}$	minimal
$\square_{\text{max}}$	maximal
$\square_{\text{numérique}}$	numérique
$\square_p$	paroi
$\square_{\text{pe}}$	paroi externe
$\square_{\text{pi}}$	paroi interne
$\square_R$	réservoir
$\square_{\text{réf}}$	référence
$\square_S$	surchauffeur
$\square_{\text{sat}}$	condition de saturation
$\square_{\text{théorique}}$	théorique
$\square_{\text{vap}}$	phase vapeur
$\square_{\text{vo}}$	vapeur pure
$\square_0$	initial
$\square^G$	valeur fantôme de la méthode Ghost Fluid
$\square_\Gamma$	interface liquide/vapeur

### Abréviations

<b>CFL</b>	<b>C</b> ourant– <b>F</b> riedrichs– <b>L</b> ewy
<b>CSF</b>	<b>C</b> ontinuum <b>S</b> urface <b>F</b> orce
<b>CLSVOF</b>	<b>C</b> oupled <b>L</b> evel- <b>S</b> et and <b>V</b> olume-of- <b>F</b> luid
<b>DNS</b>	<b>D</b> irect <b>N</b> umerical <b>S</b> imulation
<b>EDP</b>	Équation aux <b>d</b> érivées <b>p</b> artielles
<b>FT</b>	<b>F</b> ront- <b>T</b> racking
<b>FVM</b>	<b>F</b> inite <b>V</b> olume <b>M</b> ethod
<b>GES</b>	<b>G</b> az à effet de serre
<b>GFM</b>	<b>G</b> host <b>F</b> luid <b>M</b> ethod
<b>GNC</b>	<b>G</b> az <b>n</b> on condensable
<b>LS</b>	<b>L</b> evel- <b>S</b> et
<b>MAC</b>	<b>M</b> arker- <b>A</b> nd- <b>C</b> ell
<b>PLIC</b>	<b>P</b> iecewise <b>L</b> inear <b>I</b> nterface <b>C</b> onstruction
<b>RHS</b>	<b>R</b> ight <b>H</b> and <b>S</b> ide
<b>RK</b>	<b>R</b> unge- <b>K</b> utta
<b>SLIC</b>	<b>S</b> imple <b>L</b> ine <b>I</b> nterface <b>C</b> alculation
<b>TVD</b>	<b>T</b> otal <b>V</b> ariation <b>D</b> iminishing
<b>VOF</b>	<b>V</b> olume-of- <b>F</b> luid
<b>WENO</b>	<b>W</b> eighted <b>E</b> ssentially <b>N</b> on- <b>O</b> scillatory



# Introduction générale

## Contexte de l'étude

Un échangeur de chaleur est un dispositif indispensable dans la plupart des systèmes énergétiques plus ou moins complexes. Il permet de transférer une énergie thermique d'un fluide vers un autre à des températures différentes. En général, le transfert d'énergie thermique est effectué à travers une surface d'échange qui sépare les fluides.

La puissance échangée entre les deux fluides dépend essentiellement de l'écart de température lorsque l'échange se réalise par chaleur sensible (échange monophasique), ou alors essentiellement de la chaleur latente lorsqu'il y a un changement de phase (échange diphasique). La puissance maximale de transferts des échangeurs est un facteur limitant dans de nombreux systèmes industriels. L'optimisation de ces échangeurs fait l'objet d'importants efforts de recherche. Dans ces conditions, il est nécessaire d'augmenter au maximum la puissance échangée et pour ce faire, les systèmes à changement de phase permettent un gain considérable du fait de l'énergie potentielle importante de changement de phase. Au-delà des performances intrinsèques des échangeurs, les encombrements sont également un paramètre à estimer et la réduction de leur taille un challenge. Enfin, le choix du fluide caloporteur est un enjeu stratégique.

## Approche scientifique

Dans le cadre de la thèse, les travaux de recherches se sont orientés principalement vers les *études expérimentale et numérique des mécanismes de condensation de vapeur d'eau au sein d'un mini-canal d'échangeur*.

Pour cela, il a été nécessaire de réaliser au préalable une revue bibliographique importante concernant les études expérimentales des mécanismes de condensation dans un échangeur, afin d'identifier les paramètres d'influence sur les caractéristiques étudiées en privilégiant les géométries de type mini-canaux.

Ensuite, un choix s'est opéré et a orienté nos travaux vers une boucle diphasique, pouvant répondre à la problématique. Finalement, un montage fondamental de recherche a été conçu et réalisé au sein du laboratoire afin de caractériser le comportement de la boucle en phase stationnaire comme en régime transitoire avec l'eau utilisée comme fluide de travail. En effet, la plupart des travaux de la littérature mettent en jeu des fluides de type frigorigène, et l'eau n'a finalement été que peu étudiée. Notre idée est alors d'utiliser ce fluide abondant et peu onéreux comme fluide caloporteur. Les travaux menés permettent aussi dans ces conditions de caractériser expérimentalement des mécanismes de condensation dans un échangeur.

En parallèle de ces travaux expérimentaux, la simulation numérique des écoulements en changement de phase permet d'approfondir nos connaissances sur les phénomènes physiques qui sont en jeu lors de la condensation. Un schéma numérique, qui prend en compte le transfert de masse, a été implémenté dans un code de calcul développé au sein du laboratoire. Les résultats numériques seront confrontés aux résultats expérimentaux. De plus, les résultats pourraient permettre de constituer une base de données pour les tests et la validation des modèles numériques.



## Organisation du manuscrit

Le présent document s'organise autour de **deux grandes parties** présentées dans la suite :

### **Première partie – Étude expérimentale**

- Le premier chapitre est consacré à une synthèse bibliographique des différents mécanismes de condensation qu'on peut rencontrer dans un échangeur.
- Ensuite, nous présentons de manière détaillée le dispositif expérimental, la boucle diphasique et les métrologies associées, que nous avons entièrement élaboré dans le cadre de cette thèse.
- Dans le troisième chapitre, nous montrons l'ensemble des résultats expérimentaux obtenus relatif aux mécanismes de condensation.

### **Deuxième partie – Étude numérique**

- Dans le quatrième chapitre, nous décrivons la procédure de simulation numérique des écoulements diphasiques et la prise en main du code de calcul DFMVOF.
- Puis, nous décrivons la procédure suivie pour modéliser les écoulements diphasiques avec changement de phase.
- Le dernier chapitre est, quant à lui, dédié aux résultats numériques obtenus dans un effort de modélisation des configurations de la thèse.

Pour terminer, ce manuscrit s'achèvera par une conclusion des travaux menés, une synthèse des principaux résultats obtenus, et fera aussi l'objet d'une proposition de perspectives concernant les recherches à mener pour poursuivre ces travaux de thèse.

Ce travail a été réalisé dans l'équipe **COST** (Convection – Optimisation – Systèmes Thermiques), du département **FTC** (Fluides – Thermique – Combustion) de l'**Institut Pprime**, situé sur le site de l'**ISAE-ENSMA** (École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique) au Futuroscope.

## **Première partie**

# **Étude expérimentale de la condensation de vapeur d'eau dans un condenseur à mini-canal**



## Chapitre 1

# Introduction et revue bibliographique

### Sommaire

---

<b>1.1 Introduction</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>1.2 Généralités sur les échangeurs de chaleur</b> . . . . .	<b>6</b>
<b>1.3 Revue bibliographique à propos de la condensation</b> . . . . .	<b>13</b>
<b>1.4 Conclusion partielle</b> . . . . .	<b>24</b>

---

*Ce premier chapitre présente tout d'abord des généralités sur l'échangeur de chaleur industriel ainsi que les technologies mises en œuvre. L'échangeur à changement de phase, en particulier par condensation, est de plus en plus indispensable dans les systèmes énergétiques.*

*La complexité des mécanismes mis en jeu au cours de la condensation rend difficile leur prédiction. À partir de là, une analyse bibliographique a permis d'identifier de nombreux facteurs jouant un rôle déterminant : conditions du fluide (débit, état de saturation), condition de température à la paroi, état surface de cette dernière, etc.*

## 1.1 Introduction

L'échangeur de chaleur occupe une place essentielle et indispensable dans tous les systèmes énergétiques plus ou moins complexes, qu'il soit pour un usage industriel (chimie, sidérurgie, agroalimentaire, production d'énergie), pour l'automobile, l'aéronautique ou le bâtiment résidentiel ou tertiaire. En effet, plus de 90% de l'énergie thermique utilisée dans les procédés industriels se fait moyennant, au moins une fois, un échangeur de chaleur [1]. Il s'agit d'un système qui permet, comme son nom l'indique, d'échanger de l'énergie thermique entre deux fluides qui ne sont pas en contact. Le transfert de chaleur est organisé à travers des surfaces d'échange. En général, le fluide chaud est couramment appelé fluide primaire et transfère son énergie au fluide froid, ou fluide secondaire. L'échange de chaleur peut s'effectuer sous forme de chaleur sensible (transfert monophasique) ou de chaleur latente (transfert diphasique). Dans le premier cas, les fluides en présence restent sous une même et unique phase. Les échanges de chaleur se traduisent uniquement par une élévation ou une baisse de leur température. Dans le second cas, les fluides vont changer d'état entre l'entrée et la sortie de l'échangeur. Le phénomène de changement de phase va modifier, de manière importante, le transfert thermique et l'écoulement. La puissance possible n'est pas uniquement de la chaleur sensible mais met en jeu surtout la chaleur latente disponible lors du changement d'état. Ceci augmente de manière significative les puissances à échanger. Dans le contexte énergétique actuel, la hausse des prix de l'énergie et la raréfaction des sources d'énergies fossiles poussent les sociétés industrielles à chercher des échangeurs les plus performants et les plus compacts possibles. Les échangeurs à changement de phase permettent ainsi d'obtenir un échange de chaleur plus important par rapport aux échangeurs traditionnels.

Précisons que ce chapitre n'a pas pour ambition de présenter un bilan complet des appareils se trouvant dans les divers domaines de l'industrie en matière d'échangeurs de chaleur. Effectivement, il existe une multitude de formes géométriques et d'applications, qu'il nous est évidemment impossible en un chapitre d'en produire une liste exhaustive. Dans un tel contexte, nous limitons notre présentation sur les mécanismes des échangeurs à condensation, dénommés condenseurs, qui jouent un rôle important depuis longtemps dans le domaine industriel et civil. En effet, le transfert thermique par condensation est notamment présent dans les systèmes de récupération d'énergie, les échangeurs de chaleur à haut flux, les processus de refroidissement et d'échauffement, les boucles diphasiques utilisées pour le refroidissement des composants électroniques, etc. Ainsi, ce travail vise en particulier à mieux caractériser les mécanismes mis en jeu lors de la condensation et améliorer notre connaissance sur ces thématiques.

Tout d'abord, il est nécessaire de connaître les échangeurs d'une manière générale. Nous allons donc rappeler les fonctionnements et la technologie des échangeurs rencontrés dans l'industrie. Ensuite, la revue bibliographique s'effectue afin d'appréhender les mécanismes physiques mis en jeu lors de la condensation. Enfin, à partir de l'état de l'art, nous décidons de concevoir et réaliser entièrement un banc d'essais fondamental permettant de traiter les problématiques de la présente recherche.

## 1.2 Généralités sur les échangeurs de chaleur

Il existe deux catégories d'échangeurs se définissant par l'état physique des fluides qui les traversent. La première catégorie d'appareils pour lesquels les fluides utilisés ne subissent aucun changement d'état est l'échangeur monophasique. La seconde catégorie pour lesquels un changement d'état est observé de la part d'un ou même des deux fluides est l'échangeur diphasique. Les paragraphes suivants présentent une synthèse des informations recueillies, y compris celles concernant les échangeurs de chaleur, la technologie ainsi que les enjeux énergétiques et environnementaux liés aux échangeurs.

### 1.2.1 Échangeurs monophasiques

Le fait que l'énergie traverse la surface d'échange impose l'existence d'un gradient de température entre le fluide chaud et le fluide froid, ce qui montre que l'énergie utilisée lors de l'échange n'est pas totale. Pour réduire cet effet, les dimensions sont augmentées, donc la surface d'échange, ce qui ne va pas sans en augmenter le coût. Un autre paramètre important à prendre en compte est l'efficacité d'échange thermique. Alors une dimension optimale de l'échangeur conduisant à un écart de température acceptable doit être définie afin de maintenir une bonne efficacité et un prix de revient raisonnable pour l'industrie.

Définissons dès à présent les différents schémas d'écoulement des fluides utilisés et la manière dont les thermiciens et les industriels les qualifient. En général, une classification est réalisée en fonction de la direction et du sens de l'écoulement dans la section considérée, comme le montre la figure 1.1 pour 2 types d'échangeur coaxial (à co-courant et à contre courant).

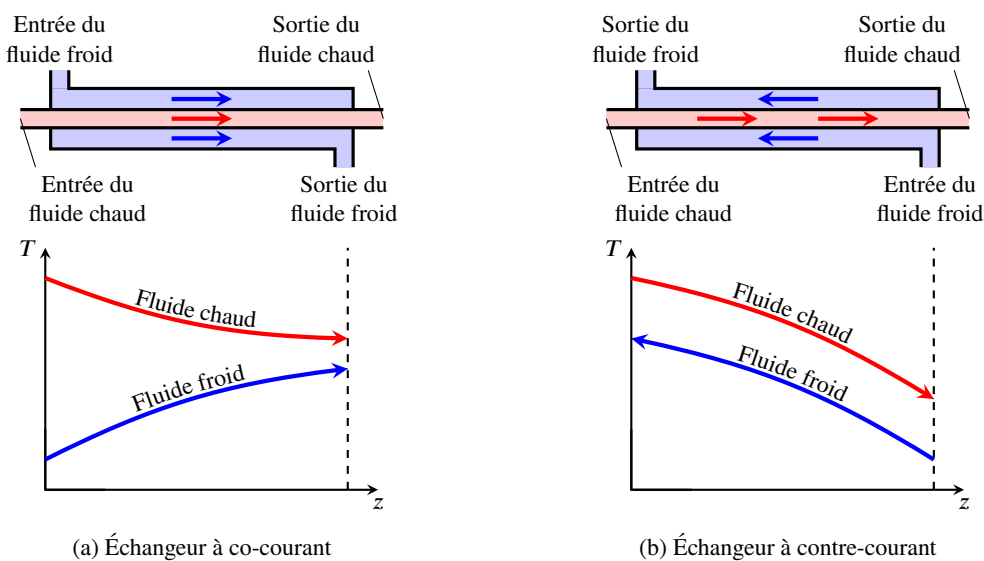


FIGURE 1.1 – Évolution de températures dans les échangeurs monophasiques

L'**échangeur à co-courant** est constitué de deux tubes coaxiaux, dans lesquels les deux fluides évoluent parallèlement et dans le même sens. Cette technologie élémentaire n'offre pas la possibilité de mettre en œuvre de grande surface d'échange, même en réalisant plusieurs spires pour en augmenter la longueur. Rapidement un volume important devient nécessaire pour les accueillir, ce qui va à l'encontre d'obtenir une grande compacité, ou de présenter la plus grande surface d'échange pour un volume extérieur minimum. Schématiquement les profils de températures le long d'un échangeur monophasique sont présentés figure 1.1a, où la courbe rouge et la courbe bleue matérialisent respectivement l'évolution de température du fluide chaud et du fluide froid. Pour les échangeurs utilisant ce mode d'écoulement, la température du fluide primaire (chaud) est toujours supérieure à celle du fluide secondaire (froid). De plus, l'écart de température est maximum en entrée de l'échangeur, ce qui permet d'obtenir un transfert de chaleur important. Mais au fur et à mesure que les fluides progressent dans l'appareil, l'échange diminue. Avec ce mode d'écoulement, une surface infinie induirait un écart de température nul entre les fluides à la sortie, comme pour des échangeurs où s'opère un mélange direct entre les fluides.

En ce qui concerne l'**échangeur à contre-courant**, la technologie et l'architecture employées sont identiques à celles utilisées pour les échangeurs vus précédemment. La différence se fait par les deux fluides qui évoluent ici parallèlement mais en sens contraire. Enfin ce système permet de réduire la surface de contact entre fluide par rapport à la technologie précédente par exemple. Ainsi nous les

retrouvons également intégrés à des systèmes qui nécessitent une faible compacité. Cependant, le fait que les fluides circulent à contre-courant permet d'améliorer le transfert de chaleur par rapport à un écoulement à co-courant. La figure 1.1b présente l'une des trois formes d'évolution des profils de température obtenus dans cette configuration à contre-courant. Outre le fait que cette configuration optimise l'échange et améliore l'efficacité, elle nous permet de remarquer deux points qui vont la distinguer du cas précédent. D'une part, l'écart de température est plus uniforme et donc caractérise un transfert de chaleur plus régulier sur la longueur de l'échangeur. D'autre part, il est possible d'obtenir une température de sortie du fluide froid supérieure à celle de sortie du fluide chaud.

Une autre construction élémentaire offrant la possibilité d'améliorer le transfert est l'échangeur à courants croisés. Dans ce cas, chacun des fluides emprunte une voie d'écoulement et évolue perpendiculairement l'un à l'autre. La figure 1.2 présente des échangeurs à courants croisés.

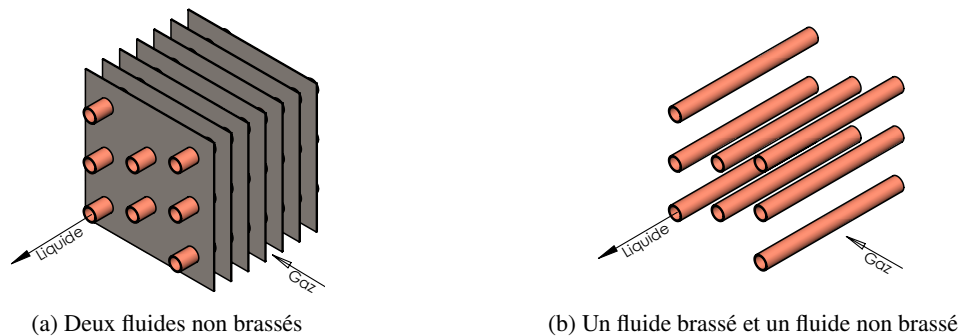


FIGURE 1.2 – Schéma des échangeurs à courants croisés

À l'intérieur des tubes circulaires s'écoule le fluide chaud (liquide), et à l'extérieur le fluide froid (gaz) circule perpendiculairement aux tubes circulaires. Le fluide est dit non brassé s'il s'écoule dans une veine divisée en plusieurs canaux parallèles distincts et de faible section, comme le montre la figure 1.2a, les deux fluides sont non brassés. Le fluide est dit brassé dans le cas contraire, comme le présente la figure 1.2b, le gaz est brassé et le liquide est non brassé. Le brassage a pour effet d'homogénéiser les températures dans la section droite de la veine. En effet, en brassant le fluide, la régularité de l'écoulement est rompue, ce qui permet de générer de la turbulence, des instabilités dynamiques et d'améliorer le transfert de chaleur. Si d'un point de vue purement thermique, l'augmentation du nombre de Reynolds permet d'accroître l'efficacité de l'échange, les lois physiques de l'hydraulique nous disent le contraire. Un accroissement du nombre de Reynolds se traduit toujours par une perte de charge accrue et donc des systèmes de pompage plus puissants, plus lourds et plus onéreux.

### 1.2.2 Échangeurs diphasiques

Les points qui nous permettent de différencier les échangeurs monophasiques des échangeurs diphasiques sont liés au fonctionnement interne de l'appareil. Les fluides frigorigènes en présence vont changer d'état entre l'entrée et la sortie de l'échangeur, généralement sans élévation ni baisse de leur température, par exemple pour un fluide pur. Il existe deux catégories d'échangeur diphasique : évaporateur et condenseur.

L'évaporateur est un échangeur de chaleur entre le fluide à refroidir et le fluide frigorigène. La chaleur sensible cédée par le fluide à refroidir est absorbée sous forme de chaleur latente par le fluide frigorigène. Si le fluide à refroidir est de l'air, il est alors possible d'observer le phénomène de déshumidification (un dépôt de condensat sur l'échangeur). La figure 1.3a représente la distribution des températures obtenues pour un évaporateur noyé ou considéré comme idéal, i.e. le titre de vapeur varie de 0 à 1 respectivement de l'entrée à la sortie de l'échangeur.

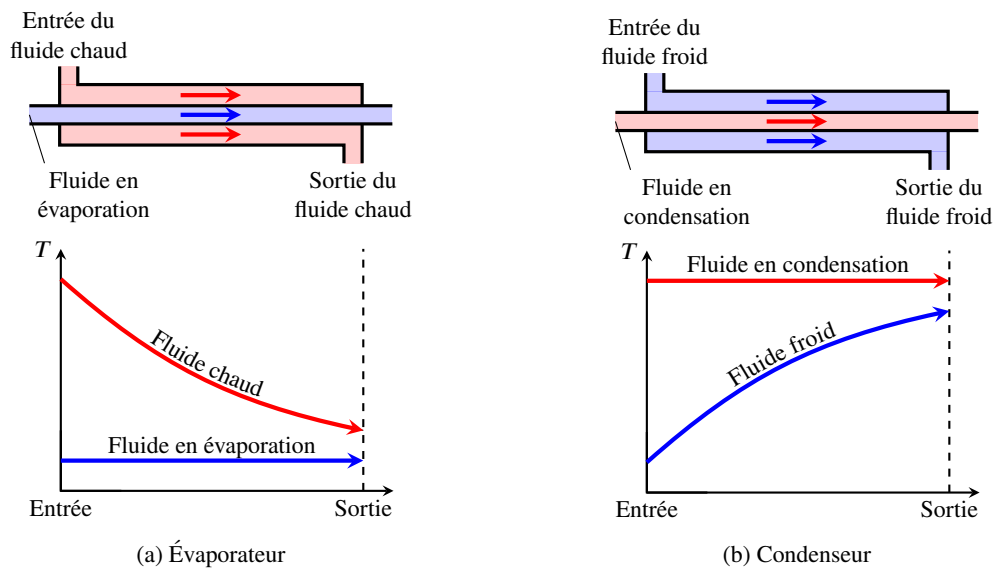


FIGURE 1.3 – Évolution de températures dans les échangeurs diphasiques

La température du fluide chaud et celle du fluide froid sont matérialisées par une courbe rouge et une courbe bleue, respectivement. Au-delà d'une représentation purement théorique, les appareils qui présentent ces profils de températures sont habituellement appelés évaporateurs noyés ou évaporateurs à regorgement. Dans ce cas de figure, le fluide frigorigène reste à une température constante durant son passage dans l'échangeur alors que le fluide à refroidir se refroidit de manière significative.

En ce qui concerne le condenseur, il s'agit d'un échangeur de chaleur pour lesquels les échanges s'effectuent entre le fluide frigorigène et le fluide de refroidissement. La chaleur latente libérée par le fluide frigorigène est absorbée sous forme sensible par le fluide de refroidissement. La figure 1.3b présente l'évolution des températures dans un condenseur. Le fluide frigorigène reste à une température constante alors que le fluide de refroidissement voit sa température augmenter de manière significative. De la même façon que pour les évaporateurs, ces profils de température traduisent un fonctionnement idéalisé. En fait, de légères variations de température seraient alors à considérer. Lors de l'entrée du fluide frigorigène souvent surchauffé dans l'échangeur, une désurchauffe est observée, et ensuite, à la sortie du fluide de l'appareil un sous-refroidissement se met en place aussi. Cependant, vu que la chaleur latente est très importante par rapport à la chaleur sensible, dans beaucoup de situations cette énergie sensible associée à ces variations de températures pourrait être négligée ou intégrée à l'énergie latente de changement d'état. Ceci permet de considérer la température constante pendant la phase de changement d'état.

L'écart de température qui règne entre les deux fluides mis en jeu à la sortie de l'échangeur, tant pour un évaporateur que pour un condenseur, est appelé « pincement » permettant d'apprécier la qualité de l'échange thermique. Chercher à le minimiser se traduit en première approche par une augmentation de la surface d'échange et, en conséquence, par une augmentation de la masse de l'échangeur, donc de la matière première. Cela se traduit par un coût de production plus élevé. Dans le cas idéal, les chutes de pression subies par les fluides qui traversent l'échangeur n'ont pas été prises en considération. Bien évidemment, une étude énergétique d'un échangeur est systématiquement accompagnée d'une analyse de mécanique (des fluides et des solides). Alors et seulement après cette phase de dimensionnement préalable, il devient possible de déterminer un compromis raisonnable entre l'efficacité et les coûts (fabrication, exploitation, etc.). Cette dernière phase parfois négligée passe en général par une minimisation de la puissance des turbomachines : coût, consommation, encombrement, etc. Les paragraphes suivants présentent la technologie généralement rencontrée dans les applications industrielles afin d'améliorer l'efficacité des échangeurs de chaleur.



### 1.2.3 Technologie des échangeurs

Les trois schémas d'écoulement précédemment exposés, à co-courant, à contre-courant et à courants croisés, peuvent très bien se conjuguer entre eux. En effet, un échangeur de chaleur est rarement un système qui se résume à un tube unique. Cependant, ces représentations élémentaires sont nécessaires pour étudier les échangeurs industriels qui combinent ces géométries afin d'aboutir à des architectures d'une plus grande complexité. En matière de réalisation ou de production de tels échangeurs, qu'ils soient monophasiques ou diphasiques, les fabricants disposent alors de deux géométries principales : la géométrie de type tubulaire ou la géométrie de type plaque. Les échangeurs tubulaires (tubes et calandre, coaxial et autres) sont les plus répandus et représente, par exemple, quasiment 34% des parts de marché mondial en 2020 [2] (cf. figure 1.4). Les échangeurs dits compacts tels que les échangeurs à plaques et joints (27%) et les échangeurs à tube et ailettes (19%), qui connaissent une croissance importante depuis les années 1990s, tendent à faire diminuer ce pourcentage mais la grande adaptabilité des échangeurs tubulaires (tenue en pression et en température, diversité des matériaux) fait qu'il est difficile d'assurer leurs remplacements par d'autres technologies.

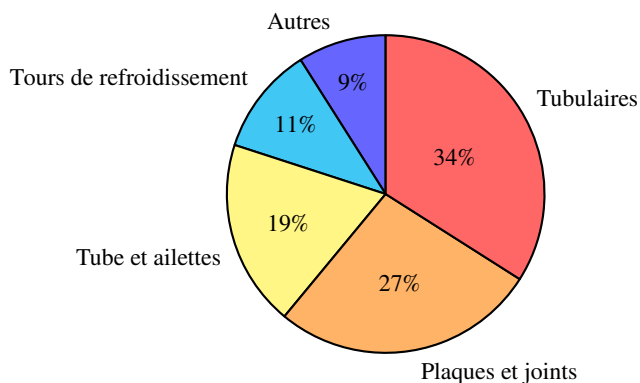


FIGURE 1.4 – Marché mondial des échangeurs de chaleur dans l'industrie en 2020 [2]

Les **échanges tubulaires** sont des appareils qui équipent un grand nombre de systèmes industriels où s'opèrent des échanges de chaleur soit entre deux fluides liquides, soit entre un fluide liquide et une vapeur condensable. Cette technologie est particulièrement bien adaptée aux industries qui utilisent des liquides présentant une forte turbidité, comme par exemple des eaux qui proviennent de nappes phréatiques chargées de sable et de petites algues. Leur coût relativement bas, leur tenue aux contraintes mécaniques et thermiques ainsi que leur facilité d'accès pour des travaux de maintenance en font alors de bons candidats pour certains industriels malgré leur encombrement. La figure 1.5 présente la constitution de ce type d'échangeur disposant de faisceau de tubes pour multiplier les passages des fluides dans l'appareil.

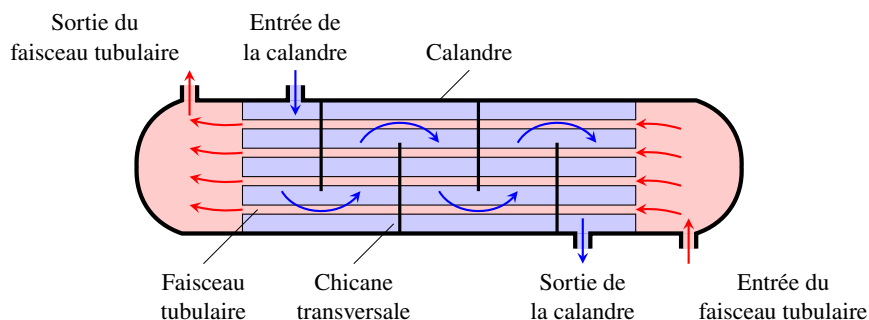


FIGURE 1.5 – Schéma d'un échangeur tubulaire

Dans cette configuration, le fluide froid peut circuler dans la calandre et le fluide chaud peut s'écouler dans les tubes, ou inversement. Les chicanes sont disposées transversalement au faisceau de tubes afin de brasser et d'augmenter la distance de parcours du fluide qui le traverse. Notons également que le fluide brassé s'écoule parallèlement et perpendiculairement au faisceau tubulaire. Ces appareils permettent d'obtenir des valeurs de compacité qui sont de l'ordre de  $500 \text{ m}^2/\text{m}^3$  ([3], [4]). Avec cette technologie d'échangeur et pour un régime eau/eau, le coefficient d'échange global se situe en moyenne entre  $1\,000$  et  $1\,200 \text{ W}/\text{m}^2\text{K}$  ([3], [4]). Concernant les échangeurs diphasiques multitubulaires et à calandre, ils possèdent une compacité identique aux échangeurs monophasiques,  $500 \text{ m}^2/\text{m}^3$  ([3], [4]). Quand aux coefficients d'échange pour les évaporateurs ou pour les condenseurs, les valeurs se situent dans les mêmes ordres de grandeur.

Notons que la notion de compacité est liée à un rapport de surface d'échange divisée par le volume de l'échangeur, exprimée en  $\text{m}^2/\text{m}^3$ . Pour des valeurs de ce rapport supérieures à  $700 \text{ m}^2/\text{m}^3$ , échangeur sera considéré comme compact [1]. Plus les échangeurs sont compacts, plus leur diamètre hydraulique est réduit. Ce caractère est observé en général pour des diamètres hydrauliques inférieurs à quelques millimètres puis en dessous, alors les écoulements s'apparentent à ceux rencontrés en micro-canaux.

Par rapport à la valeur du coefficient global, elle est principalement gouvernée par la résistance thermique convective (échange fluide/paroi). En effet, les matériaux utilisés pour la fabrication des échangeurs de chaleur sont généralement de bons conducteurs thermiques et les parois sont de faibles épaisseurs, ce qui permet d'avoir des résistances de conduction très faibles devant celles des résistances convectives. Une solution pour réduire cette résistance convective est donc soit d'augmenter les coefficients de transferts locaux, soit le plus souvent d'augmenter la surface d'échange en ajoutant des ailettes du côté où le fluide présente le plus faible coefficient d'échange convectif.

Si l'environnement dans lequel se trouve installé l'appareil impose de travailler avec des fluides gazeux, il faut s'orienter vers des **échangeurs à tubes et ailettes**, qui sont équipés de tubes sur lesquels sont serties ou soudées des ailettes. Les ailettes sont fines et la distribution de température y est monodimensionnelle, les échanges ne sont importants qu'à la surface. Elles sont utilisées afin d'augmenter le flux de chaleur transféré du solide vers l'environnement. En effet, l'échange thermique étant toujours plus faible du côté balayé par le fluide gazeux, il devient indispensable d'augmenter la surface si l'on souhaite maintenir un niveau de transfert thermique acceptable. De multiples technologies existent et sont employées pour pallier à cette difficulté. La figure 1.6 montre plusieurs exemples de ces technologies rencontrées pour des échangeurs à tubes et ailettes.

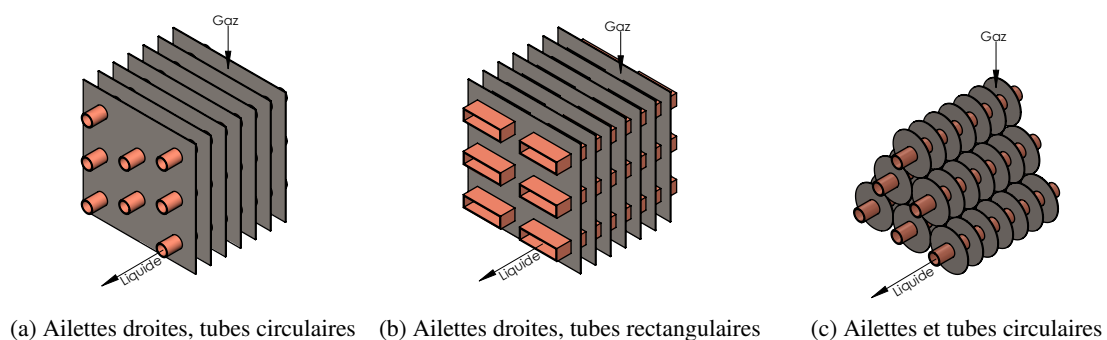


FIGURE 1.6 – Ailettes droites et circulaires disposées sur différentes canalisations

Certains de ces appareils présentent une architecture qui leur permet de brasser le fluide qui traverse la section où sont disposées les ailettes. Cette technologie d'échangeur permet d'atteindre des valeurs de compacité qui avoisinent les  $1\,000 \text{ m}^2/\text{m}^3$  ([3], [4]), ce qui par ailleurs en fait des systèmes très bien adaptés aux industries du génie climatique et du traitement d'air. En terme d'échange thermique, on peut raisonnablement approcher des valeurs du coefficient d'échange global qui se situent

entre 25 et 70 W/m<sup>2</sup>K pour les échangeurs monophasiques ([3], [4]). En ce qui concerne les échangeurs diphasiques de ce type, sur le plan géométrique, peu d'éléments permettent au premier coup d'œil de les différencier des échangeurs monophasiques. Cependant, le pas des ailettes qui sont distribuées sur la tubulure peut être un critère de distinction. En effet, la répartition des ailettes est différente selon qu'il s'agisse d'un évaporateur ou d'un condenseur. Pour les condenseurs, le pas d'ailettes reste relativement constant, entre 2 et 4 mm, tant pour la climatisation que pour le froid industriel. Pour les évaporateurs, le pas d'ailettes varie entre 1,2 mm pour des échangeurs de climatisation de confort à détente directe et 16 mm pour des échangeurs de chambres froides où un taux d'humidité relative élevé doit être maîtrisé. Évidemment, la réduction du pas d'ailettes risque de favoriser la création de ponts aqueux qui entraveraient l'écoulement de l'air autour des conduites et favoriseraient sa prise en glace. Une compacité observée pour les échangeurs diphasiques est de l'ordre de 1 200 m<sup>2</sup>/m<sup>3</sup> et le coefficient d'échange global se situe plutôt entre 20 et 30 W/m<sup>2</sup>K ([3], [4]).

Concernant les **échangeurs à plaques**, ces appareils sont généralement rencontrés sur des systèmes qui exigent d'évacuer de grande densité de flux thermique et qui demandent un encombrement minimum. Avec cette architecture d'échangeurs, les valeurs de compacité peuvent atteindre les 1 500 m<sup>2</sup>/m<sup>3</sup> ([3], [4]). En général, il existe 2 techniques de fabrication : échangeurs à plaques à joints démontables et échangeurs à plaques brasées, comme le montre la figure 1.7.

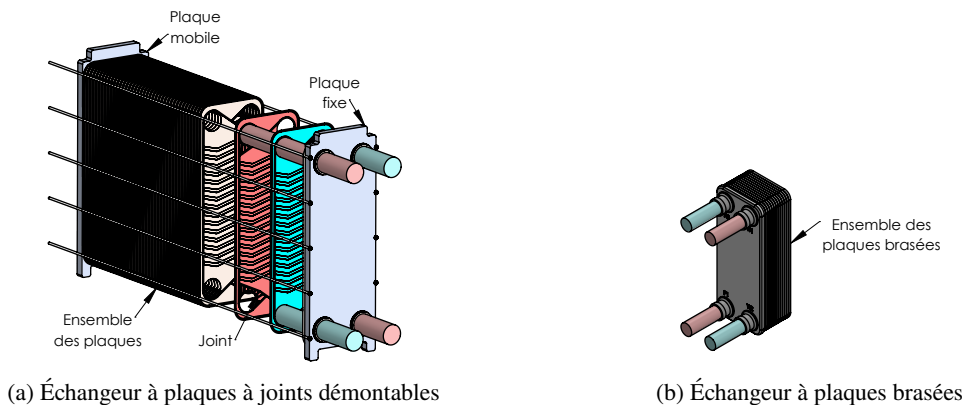


FIGURE 1.7 – Schéma des échangeurs à plaques

Les échangeurs à joints démontables (cf. figure 1.7a) sont constitués d'un ensemble de plaques embouties maintenues serrées entre deux plateaux au moyen de tirants de serrage. Chaque plaque est munie d'un joint d'étanchéité qui assure la séparation entre les fluides et avec l'extérieur. Cette technologie n'offre pas une étanchéité suffisante pour être utilisée avec des fluides frigorigènes qui génèrent et nécessitent des pressions de fonctionnement élevées. Le coefficient d'échange global obtenu peut atteindre les 4 000 W/m<sup>2</sup>K ([3], [4]).

Les échangeurs à plaques brasées (cf. figure 1.7b) présentent de très grandes similitudes sur le plan technique avec les échangeurs à joints. Ils permettent, par leurs techniques de fabrication, de travailler avec des fluides frigorigènes. Le fait qu'ils soient brasés leur assure un niveau d'étanchéité convenable pour être utilisés avec n'importe quel fluide à changement de phase sous réserve de leur compatibilité avec les matériaux utilisés. L'échangeur diphasique à plaques brasées (évaporateurs et condenseurs), comme l'échangeur à plaques à joints, se compose d'une série de plaques métalliques embouties mais sans joint, sans tirant, sans barre, ni bâti. Les plaques sont brasées ensemble dans un four sous vide, formant ainsi un appareil compact et résistant à haute pression. Ces appareils présentent plusieurs avantages : leur compacité est proche des 1 500 m<sup>2</sup>/m<sup>3</sup> et le coefficient d'échange global est également très élevé de l'ordre de 2 500 à 3 000 W/m<sup>2</sup>K ([3], [4]). Ajoutons que leur faible volume intérieur permet de diminuer la quantité de fluide frigorigène par rapport à des échangeurs multitubulaires.

### 1.2.4 Enjeux énergétiques et environnementaux

Dans la majorité des installations industrielles, l'utilisation rationnelle de l'énergie est un facteur primordial qui détermine la rentabilité du système et la protection de l'environnement. Le transfert énergétique s'effectue généralement au niveau des échangeurs de chaleur, qui sont des dispositifs essentiels dans la plupart des systèmes énergétiques plus ou moins complexes. Ainsi, la maîtrise du design de ces appareils d'échange est une nécessité dans un contexte de sobriété et d'efficacité énergétiques assurant une amélioration des performances du transfert énergétique. Un autre point est à considérer, la majorité des échangeurs de chaleur utilisent des fluides frigorigènes à fort impact environnemental. À titre d'illustration, la climatisation automobile utilise à ce jour des hydrofluorocarbures (HFCs) comme fluide frigorigène, majoritairement du  $C_2H_2F_4$  connu sous le nom de R134a qui contribue grandement à l'effet de serre. Un autre point est à considérer, que le véhicule fonctionne ou pas, la climatisation rejette une partie du fluide réfrigérant présent dans son circuit (entretien, maintenance, accident, fuites, etc.). Pour un véhicule de gamme moyenne, la climatisation est responsable d'une augmentation de 6 à 10%, voire plus, de ses émissions annuelles de gaz à effet de serre. Au niveau mondial, l'utilisation des HFCs n'a pas cessé d'augmenter. La France et les autres pays industriels enregistrent une émission importante des HFCs : la consommation et l'émission des HFCs en 2015 sont environ quatre fois plus élevées qu'en 2000 [5].

Bien que la technologie des échangeurs soit actuellement bien maîtrisée, devant de tels enjeux énergétiques et environnementaux, de nombreuses études se focalisent sur l'amélioration de l'efficacité énergétique des systèmes de climatisation. De plus, la mise au point et le développement des systèmes fonctionnant avec de nouveaux fluides frigorigènes (R1234yf,  $CO_2$ , mélange  $CO_2$ /HFC, etc.) sont prometteurs. Dans ce contexte, notre étude s'oriente particulièrement vers la condensation de vapeur d'eau dans un condenseur puisque l'eau est un fluide abondant sur Terre, peu coûteux, peu étudié et s'avérant prometteur par l'avenir.

## 1.3 Revue bibliographique à propos de la condensation

À partir des généralités sur les échangeurs de chaleur, précédemment abordées § 1.2, notre étude se porte sur le phénomène de condensation de vapeur d'eau dans un échangeur. Une revue bibliographique au préalable permet de mettre en lumière les problématiques clés, i.e. la topologie des écoulements, le coefficient de transfert thermique et la perte de charge. Mais avant tout, nous allons présenter les caractéristiques thermodynamiques de l'eau ainsi que la classification des écoulements.

### 1.3.1 Caractéristiques thermodynamiques de l'eau

Dans les conditions atmosphériques, l'eau peut se trouver sous trois formes différentes : solide (glace), liquide ou gaz (vapeur). Elle a la capacité de se changer entre ces trois états, ce qui offre des propriétés thermodynamiques bien différentes. La condensation se définit comme le transfert thermique qui résulte d'un processus physique de changement de phase d'une vapeur en liquide. Pour amener une substance de l'état gazeux à l'état liquide, l'expérience montre qu'il est nécessaire de réaliser une compression et un refroidissement du gaz ; les deux actions peuvent se réaliser simultanément ou séparément. Ces mécanismes de compression et de refroidissement font diminuer l'énergie potentielle et l'énergie cinétique des molécules en réduisant la distance moyenne qui les sépare et en baissant la température. Devant ces contraintes, les molécules ne peuvent plus vaincre les forces de liaison qui les maintiennent à l'état liquide et se disperser comme elles le font à l'état gazeux. L'expérience révèle également que deux cas peuvent se produire selon que la pression dans le fluide soit inférieure ou supérieure à une pression qualifiée de critique  $p_c$ . Pour une pression inférieure à  $p_c$ , le gaz est amené à l'état de vapeur saturée, puis se condense. Pourtant, pour une pression supérieure à  $p_c$ , il n'existe plus la distinction de frontière entre l'état liquide et l'état gazeux.

La figure 1.8 illustre le diagramme de phase représentant l'état physique de l'eau en fonction de la pression et de la température. Les phases solide, liquide et gazeuse sont matérialisées respectivement par les zones de couleur jaune, bleue et rouge. Ce diagramme présente les évolutions possibles que peut suivre l'eau entre les différents phases : solide/liquide (processus de solidification/fusion), liquide/gaz (processus de condensation/vaporisation) et gaz/solide (processus de sublimation/désublimation).

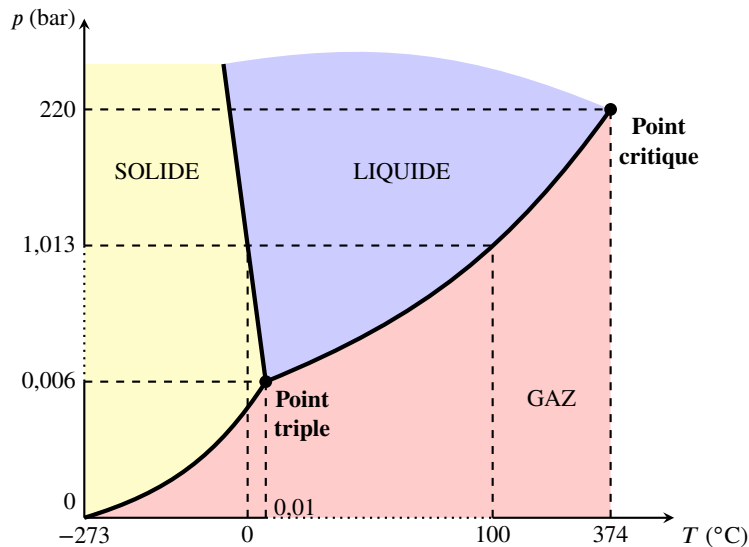


FIGURE 1.8 – Diagramme de phase de l'eau

Les deux points importants étant propres à la nature de l'eau sont le point triple et le point critique. Le point triple se situe à une pression de 6 mbars et à une température de 0,01 °C. En ce point coexistent les trois phases solide, liquide et gaz. D'après la règle des phases de Gibbs, la variance (ou le nombre de liberté) du système est nulle et il n'y a plus aucune liberté en ce point. Ainsi, ce point est unique, i.e. les trois phases ne peuvent coexister qu'à une température et une pression bien précises dépendant uniquement du corps pur considéré (de l'eau dans notre situation). Le point critique, lui, se situe à une pression de 220 bars et à une température de 374 °C. Au-delà de ce point, les états liquide et gazeux ne sont pas discernables. Le fluide est dit « supercritique » ayant une viscosité proche de celle des gaz, une densité proche de celle des liquides, et une diffusivité élevée. À pression atmosphérique de 1 atm ou 1,013 bar, l'eau est à l'état liquide entre 0 °C et 100 °C, il s'agit des températures définissant les deux points de référence de l'échelle Celsius. L'eau est à l'état gazeux au-delà de 100 °C, et à l'état solide en deçà de 0 °C.

Dans la pratique, les conditions de fonctionnement ou d'essais sont toujours inférieures à la pression critique. Par conséquent, la condensation est toujours précédée d'une phase de formation de vapeur d'eau. Dans un échangeur de chaleur de type condenseur par exemple, les molécules de vapeur adhèrent tout d'abord en petite quantité aux parois où s'opèrent le refroidissement et/ou la compression. Après avoir cédé de l'énergie cinétique aux parois froides, les molécules se rapprochent les unes des autres et forment une mince pellicule qui adhère à la surface d'échange. Il s'établit alors un état d'équilibre au cours duquel le nombre de molécules qui s'échappent de la pellicule de liquide est égal au nombre de molécules qui y retournent. Si l'on évacue de nouveau une certaine quantité de chaleur par les parois et/ou qu'on comprime quelque peu le fluide, la densité de vapeur d'eau augmente et la condensation reprend jusqu'à atteindre un nouvel état d'équilibre. Dans le mécanisme de condensation, en présence d'une paroi froide, la totalité de la chaleur évacuée doit traverser un film de condensat qui peut être discontinu et dont l'épaisseur varie en fonction du régime de condensation.

### 1.3.2 Classification des écoulements

Afin de permettre une meilleure compréhension des phénomènes mis en jeu, il faut d'abord préciser les différentes appellations attribuées aux canaux de faibles diamètres hydrauliques où se produit la condensation. Selon des paramètres géométriques, la classification de Kandlikar [6] est largement utilisée. En effet, elle se réfère aux différentes catégories de dimensions rencontrées dans l'industrie :

- les micro-canaux ont le diamètre hydraulique  $D_h$  inférieur à 0,2 mm,
- les macro-canaux ou les canaux conventionnels ont  $D_h$  supérieur à 3 mm,
- et les mini-canaux ont  $D_h$  compris entre 0,2 mm et 3 mm.

Collier et Thome [7] soulignent néanmoins que ces classifications doivent être utilisées avec précaution car elles ne font référence à aucun mécanisme physique de l'écoulement diphasique interne mais se basent uniquement sur des considérations géométriques.

Selon des phénomènes physiques, la classification de Chen *et al.* [8] se base sur le nombre de Bond :

- les micro-canaux présentent un nombre de Bond inférieur à 0,05,
- les macro-canaux sont définis pour des nombres de Bond supérieurs à 3,
- et au delà de ces valeurs, les mini-canaux ont un nombre de Bond compris entre 0,05 et 3.

L'avantage de cette classification est qu'elle tient compte des propriétés thermodynamiques du fluide et des effets physiques intervenant lors de l'écoulement diphasique. Rappelons ici que le nombre de Bond est un nombre adimensionnel permettant de mesurer la prédominance des forces de flottabilité par rapport à celle de tension superficielle. Il est défini par le rapport du diamètre hydraulique  $D_h$  et de la longueur capillaire  $L_c$ . Sa définition est donnée par l'équation suivante :

$$Bo = \left( \frac{D_h}{L_c} \right)^2 \quad (1.1)$$

avec  $L_c$  la longueur capillaire s'exprime par :

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{(\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}})g}} \quad (1.2)$$

permettant de caractériser le rapport des forces de tension superficielle et de pesanteur s'exerçant sur une interface. Ce nombre exprime la longueur à partir de laquelle les forces de capillarité et de gravité sont équivalentes. La longueur capillaire est de l'ordre de 2,7 mm pour une solution aqueuse sur Terre. Alors, pour l'eau circulant dans une conduite :

- les micro-canaux sont définis par un  $D_h < 0,6$  mm,
- les macro-canaux par  $D_h > 4,7$  mm,
- et les mini-canaux par  $D_h$  compris entre 0,6 mm et 4,7 mm.

### 1.3.3 Régimes de condensation

Le phénomène de condensation peut se produire soit de manière spontanée, soit sur une surface. Dans le premier cas, condensation spontanée ou condensation homogène, la phase liquide apparaît **sans** l'intervention de surface étrangère. Ce phénomène se traduit par l'apparition d'un brouillard de condensation formé de gouttelettes uniformément réparties dans le volume considéré. Dans le second cas, condensation hétérogène, ce phénomène peut être observé dans la nature sous forme de rosée ou de nuage. En effet, la condensation est alors amorcée par des germes ou des surfaces à température plus basse que la température de la vapeur et qui agissent comme catalyseur pour l'agglomération de molécules de vapeur en goutte d'eau. La phase liquide évolue en équilibre thermodynamique avec la phase

vapeur dans le volume considéré. Les phénomènes mis en jeu dans les échangeurs à condensation sont de ce type.

Au niveau d'une surface froide, le dépôt de condensat peut se former par l'entraînement des particules vers la surface et par la condensation directe sur cette surface. La dynamique de l'interaction liquide/solide pilote la forme de ces dépôts de condensat. Le cas le plus simple à analyser est sûrement celui d'une goutte liquide en contact avec une surface plane horizontale. Dans ces conditions, des forces capillaires viennent forcer l'interface vers une condition d'équilibre. Le mouvement de la frontière d'une telle goutte à partir du premier contact suit une réduction de l'angle entre la surface froide (ou substrat) et la tangente à la surface de la goutte en proche paroi comme l'illustre la figure 1.9a.

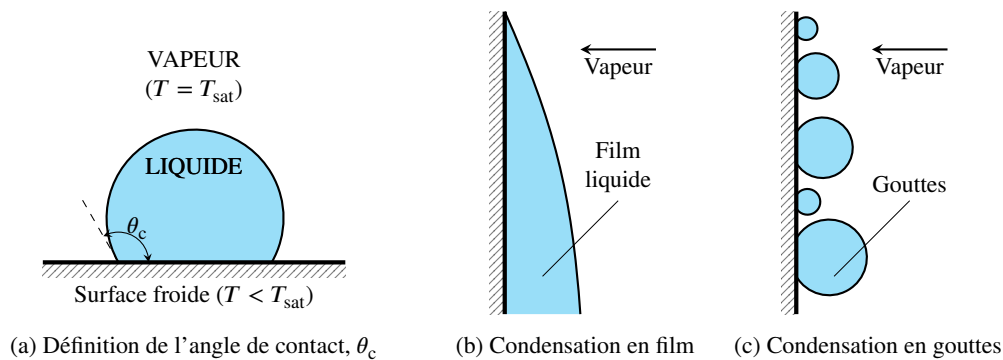


FIGURE 1.9 – Topologie des écoulements en condensation externe

Cet angle de contact  $\theta_c$  est réduit d'une valeur initiale de  $180^\circ$  vers une valeur minimale de  $0^\circ$ , définissant respectivement une goutte parfaitement sphérique (surface non mouillable) ou un film liquide (surface parfaitement mouillable). La condensation sur des parois présentant des conditions de faible angle de contact peut s'effectuer sous la forme d'un film liquide couvrant toute la surface (cf. figure 1.9b), tandis que pour de plus grands angles de contact, la couverture de la surface sera partielle avec la présence de gouttes (cf. figure 1.9c).

Qu'en est-il, cette fois, si le fluide est « en écoulement » dans une conduite, et non plus en espace libre ? La figure 1.10 présente un synoptique des différents écoulements observés pendant la condensation d'une vapeur pure à l'intérieur d'un tube horizontal.

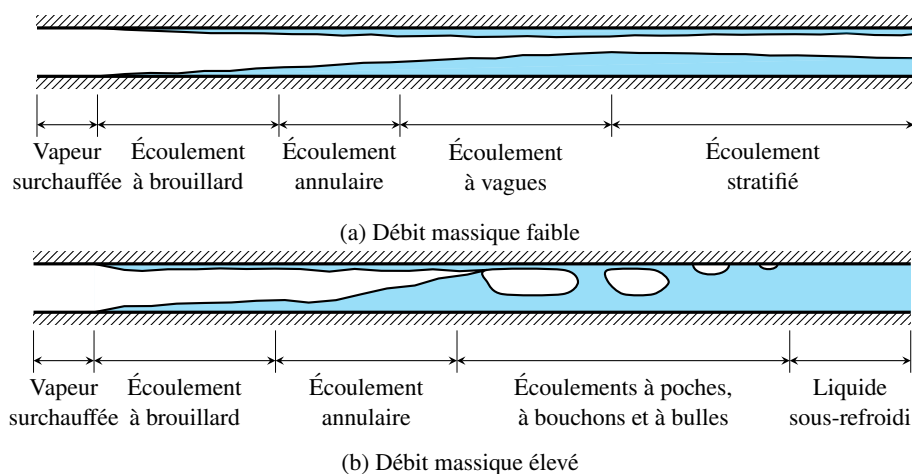


FIGURE 1.10 – Topologie des écoulements diphasiques en condensation dans un tube circulaire, en fonction du débit massique [7]

Du fait du ruissellement du condensat sur la paroi interne, une accumulation du condensat peut intervenir dans la partie basse du tube. De plus, le débit vapeur introduit une contrainte de cisaillement à l'interface liquide-vapeur du condensat accumulé. Il en résulte une interaction complexe donnant naissance à différents régimes d'écoulement diphasique. À l'entrée, la condensation du film autour de la circonférence du tube engendre un écoulement dispersé avec quelques gouttelettes entraînées dans le noyau central de vapeur à grande vitesse. Au fur et à mesure que la condensation se poursuit, la vitesse de la vapeur diminue et réduit l'influence du cisaillement de la vapeur sur le condensat et l'influence des forces de gravité et de capillarité augmente [7].

Pour de faibles vitesses d'écoulement de la vapeur, le film liquide a tendance à s'écouler par gravité le long de la paroi et perpendiculairement à l'axe du tube. Un écoulement ayant tendance à se stratifier est observé (cf. figure 1.10a). Pour de grandes vitesses d'écoulement de la vapeur, une couche annulaire de liquide se forme sur le périmètre du tube et son épaisseur augmente avec la distance d'écoulement. Un écoulement de type annulaire est observé dans lequel un film liquide annulaire se forme et la vapeur s'écoule dans la partie centrale. Au fur et à mesure que la vapeur se condense, l'épaisseur du film liquide augmente et la vapeur se transforme progressivement en bulles de vapeur avant de disparaître totalement (cf. figure 1.10b).

Dans le cas des mini-canaux et micro-canaux, les effets de la tension superficielle ne sont plus négligeables devant les effets de gravité. Ils sont d'autant plus importants que le diamètre hydraulique du tube est petit. Ainsi, le régime stratifié n'est pas observé dans les tubes horizontaux, même à basse vitesse massique [7]. En effet, lorsque les effets visqueux peuvent être négligés, les effets capillaires et ceux de gravité sont en compétition dans le tube. Le liquide mouille toute la circonférence du tube pour les régimes d'écoulements annulaire, à poches, à bouchons et à bulles, avec un film liquide plus épais dans la partie inférieure du tube à cause des effets de gravité. Lorsqu'on augmente le débit massique, les effets visqueux deviennent significatifs et tendent à uniformiser l'épaisseur du film liquide sur le périmètre du tube. À grande vitesse massique, les effets visqueux dominent les effets de gravité et l'écoulement devient axisymétrique.

Pour résumer, la topologie des écoulements résulte des interactions entre les forces mises en jeu lors de la condensation (contrainte de cisaillement, capillarité et gravité). Ces dernières sont fonctions de différents paramètres tels que l'état de surface, la géométrie, la vitesse des phases, etc.

### 1.3.4 Coefficient de transfert thermique

Le coefficient de transfert thermique de la vapeur peut être calculé globalement ( $\bar{h}$ ) ou localement ( $h$ ). L'approche globale est souvent utilisée afin d'estimer l'ordre de grandeur du coefficient et d'avoir une vue générale sur les influences des paramètres physiques mis en jeu.

La figure 1.11 à la page 18 illustre deux principaux types de condensation : la condensation externe (sur une paroi plane et à l'extérieur d'un tube) et la condensation interne (à l'intérieur d'un tube).

Par rapport à la **condensation en film sur une paroi plane** (cf. figure 1.11a), il revient à Nusselt [9] d'avoir été le premier à étudier analytiquement la formation d'un film continu de condensation d'une vapeur pure et stagnante sur une surface verticale. Par ailleurs, cette théorie a initié de nombreuses études du phénomène de condensation sur des tubes verticaux et horizontaux dans les échangeurs de chaleur à condensation. Cela a permis de déterminer le coefficient de transfert thermique global, noté  $\bar{h}$ , entre la vapeur et les surfaces constituées par les tubes.



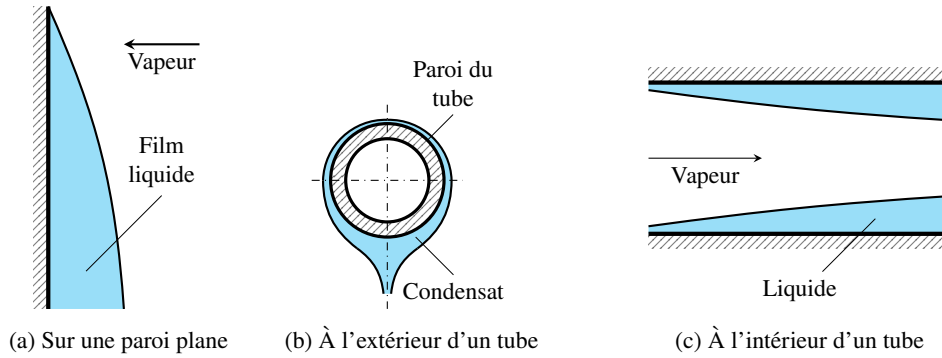


FIGURE 1.11 – Schéma de 2 principaux types de condensation

Cependant, la théorie proposée par Nusselt comporte plusieurs hypothèses qu'il est nécessaire d'examiner de plus près :

- le fluide est constitué d'une vapeur pure et stagnante ①,
- le condensat forme un film uniformément réparti ②,
- la vapeur est en condition de saturation ③,
- les forces de cisaillement entre la vapeur et le film de condensat formé sont négligées ④,
- les variations de vitesse dans le film de condensat sont pratiquement nulles en supposant que le régime d'écoulement du condensat est laminaire ⑤,
- les propriétés thermodynamiques des phases en présence sont constantes ⑥,
- et le sous-refroidissement du film de condensat est négligé ⑦.

L'ensemble de ces hypothèses limite considérablement les applications de cette théorie puisque les conditions réelles de condensation sont généralement très éloignées de celles posées par Nusselt [9] et qui permettent de vérifier l'expression générale suivante où  $H$  est la hauteur de la paroi froide et la température de la paroi  $T_p$  est supposée constante :

$$\bar{h} = 0,943 \left[ \frac{\rho_{\text{liq}}(\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}})g L_{\text{vap}} \lambda_{\text{liq}}^3}{\mu_{\text{liq}}(T_{\text{sat}} - T_p)H} \right]^{0,25} \quad (1.3)$$

Au cours du siècle dernier, de nombreux chercheurs ont repris le problème étudié par Nusselt pour étendre son champ d'application en réduisant le nombre d'hypothèses. La première correction apportée au modèle de Nusselt est due à Rohsenow [10]. Il a proposé de remplacer le terme de chaleur latente  $L_{\text{vap}}$  par  $L'_{\text{vap}}$  afin de prendre en considération le sous-refroidissement du film de condensat, négligé avec l'adoption de l'hypothèse ⑦. Rohsenow [10] propose donc :

$$L'_{\text{vap}} = L_{\text{vap}}(1 + 0,68Ja) \quad (1.4)$$

avec le nombre de Jacob  $Ja$  défini par :

$$Ja = \frac{c_{\text{liq}}(T_{\text{sat}} - T_p)}{L_{\text{vap}}} \quad (1.5)$$

qui n'est autre que le rapport entre la chaleur sensible due au sous-refroidissement du liquide par rapport à la chaleur latente de changement d'état liquide/vapeur.

La deuxième correction est due à Mikowcycs et Sparrow [11]. Usuellement, les propriétés physiques du film de condensat sont évaluées à la température moyenne du liquide donnée par :

$$T_{\text{liq}} = \frac{1}{2} (T_{\text{sat}} + T_p) \quad (1.6)$$

Pour tenir compte des variations des propriétés dans la couche liquide ou le film de condensat, et ainsi éliminer la restriction liée à l'hypothèse ⑥, les auteurs ont proposé d'utiliser plutôt une expression de la forme :

$$T_{\text{liq}} = T_p + \frac{1}{4} (T_{\text{sat}} - T_p) \quad (1.7)$$

Collier [12] a montré l'influence du nombre de Prandtl, qui compare la rapidité des phénomènes thermiques et des phénomènes hydrodynamiques dans un fluide, sur les variations de la vitesse dans la couche de condensat. Il précise que seuls les fluides qui présentent une valeur inférieure à l'unité sont concernés, ce qui permet de confirmer l'hypothèse ⑤, sauf pour les métaux liquides.

Shekriladze et Gomelaouri [13] ont étudié la condensation de vapeur en écoulement laminaire et en convection forcée le long d'une plaque plane horizontale. Ils supposent que la contrainte tangentielle à l'interface liquide/vapeur est égale à la perte de quantité de mouvement de la vapeur condensée pour un taux de condensation infini, ce qui vient par ailleurs contredire l'hypothèse ④. Mais cette hypothèse leur a permis, entre autre, de simplifier le problème en découplant les équations des deux phases.

Dans le cas d'une vapeur surchauffée, l'hypothèse ③ ne peut plus être maintenue, Mills [14] a proposé alors de remplacer la chaleur latente  $L_{\text{vap}}$  par :

$$L'_{\text{vap}} = L_{\text{vap}}(1 + 0,68Ja) + c_{\text{vap}}(T_{\infty} - T_{\text{sat}}) \quad (1.8)$$

où  $T_{\infty}$  est la température de la vapeur loin de la paroi.

Pour la **condensation en film à l'extérieur d'un tube** horizontal (cf. figure 1.11b), Nusselt [9] a proposé une corrélation concernant la condensation sur un seul tube lisse horizontal où  $D$  est le diamètre externe du tube et la température de la paroi  $T_p$  est supposée constante :

$$\bar{h} = 0,725 \left[ \frac{\rho_{\text{liq}}(\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}})g L_{\text{vap}} \lambda_{\text{liq}}^3}{\mu_{\text{liq}}(T_{\text{sat}} - T_p)D} \right]^{0,25} \quad (1.9)$$

À l'aide d'une approche similaire à celle présentée par Rohsenow [10], les travaux de Dhir et Lienhard [15] réalisés sur des géométries axisymétriques ont permis d'abord de confirmer la corrélation proposée par Nusselt [9]. Ils ont permis d'apporter ensuite une légère modification à cette corrélation en modifiant le premier coefficient de l'équation (1.9) de 0,725 à 0,729.

En considérant la vapeur stagnante, Incropera *et al.* [16] ont proposé, pour un écoulement vertical et laminaire du film de condensat provenant d'un arrangement de plusieurs tubes horizontaux, d'utiliser l'expression :

$$\bar{h}' = \bar{h}(N)^{-0,25} \quad (1.10)$$

où le coefficient moyen est donné par l'expression de Dhir et Lienhard [15] pour un tube seul et  $N$  est le nombre de tubes de l'arrangement.

Dans le cas d'un simple tube balayé par de la vapeur mise en mouvement par convection forcée, les travaux menés par Tetsu *et al.* [17] ont permis de déterminer une expression qui présente une bonne concordance avec les points obtenus expérimentalement pour des vitesses importantes. Cependant, ils préconisent d'utiliser le modèle de Nusselt pour des vitesses qui avoisinent les 1 m/s. Le coefficient

d'échange est obtenu par la détermination du nombre de Nusselt :

$$Nu = 0,96F^{0,2}Re_{\infty}^{0,5} \quad (1.11)$$

pour  $0,03 < F < 600$  où le paramètre  $F$  est défini par :

$$F = \frac{\mu_{\text{liq}} L_{\text{vap}} Dg}{\lambda_{\text{liq}} U_{\infty}^2 (T_{\infty} - T_p)} \quad (1.12)$$

Ce paramètre permet d'évaluer l'importance relative entre la gravité et la vitesse de déplacement de la vapeur par rapport au film de condensat. Plus la vitesse de l'écoulement est importante, plus la valeur de  $F$  est faible et par conséquent l'écoulement des condensats est considéré comme forcé.

En ce qui concerne la **condensation en film à l'intérieur d'un tube** (cf. figure 1.11c), les conditions d'écoulement de ce film liquide sont complexes et dépendent fortement de la vitesse d'écoulement de la vapeur et du titre massique de vapeur. Rappelons que le titre de vapeur représente le pourcentage massique de la vapeur contenu dans un mélange et cette grandeur n'a pas de dimension. Sa valeur varie de 0 à 1 et peut s'exprimer comme un pourcentage. Si  $x = 0$ , il n'y a pas de vapeur, le fluide est du liquide saturé. Si  $x = 1$ , il n'y a pas de liquide, le fluide est de la vapeur saturée. Plusieurs travaux ont déjà été entrepris par de nombreux scientifiques pour étudier les échanges de chaleur pendant la condensation à l'intérieur de tubes en convection forcée.

Shah ([18],[19]) a proposé une corrélation largement utilisée qui prend sa forme d'une autre corrélation, issue de 780 points provenant de 19 bases de données expérimentales différentes, développée par le même auteur pour l'ébullition convective des fluides dans des tubes en absence des bulles à la paroi (ébullition). La corrélation a été déterminée pour la condensation des fluides dans les tubes en position verticale, horizontale et inclinée, basée sur une campagne expérimentale regroupant 474 points de mesure. Lors de cette campagne d'étude, les paramètres et conditions de mesure concernent le fluide de travail (vapeur d'eau, R11, R12, R22, R113, méthanol, éthanol, benzène, toluène et trichloréthylène), les diamètres des tubes de 7 à 40 mm, les vitesses massiques de 10,8 à 210 kg/m<sup>2</sup>s, les variations de titre de 0 à 1 et les pressions réduites de 0,002 à 0,44. Notons que la pression réduite est le rapport entre la pression du fluide et la pression critique :

$$p_r = \frac{p}{p_c} \quad (1.13)$$

L'expression de la corrélation de Shah [18] s'exprime par :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 0,023Re_{\text{lo}}^{0,8}Pr_{\text{liq}}^{0,4} \left[ (1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{p_r^{0,38}} \right] \quad (1.14)$$

où le nombre de Reynolds liquide pur  $Re_{\text{lo}}$  est donné par :

$$Re_{\text{lo}} = \frac{GD_h}{\mu_{\text{liq}}} \quad (1.15)$$

La corrélation de Shah [18] est basée sur le nombre de Nusselt de la phase liquide turbulente. En tenant compte du changement de phase, Shah [18] a multiplié ce nombre de Nusselt pour la phase liquide par un polynôme qui est fonction du titre de vapeur  $x$  et de la pression réduite  $p_r$ . Il est recommandé de limiter l'utilisation de cette corrélation pour  $Re_{\text{liq}} > 350$  à cause du manque de résultats à faibles nombres de Reynolds. L'écart moyen entre la corrélation et les mesures est de  $\pm 15,4\%$ . La corrélation de Shah [18] a montré la tendance générale du coefficient de transfert thermique en fonction du titre de vapeur. En effet, le coefficient d'échange diminue au fur et à mesure que la vapeur se

condense. En se basant sur la corrélation de Shah [18], les autres auteurs comme Charre *et al.* [20] et Meziani *et al.* [21] l'ont modifiée afin de corréler leurs résultats expérimentaux.

Carpenter et Colburn [22] ont utilisé différents fluides de travail (vapeur d'eau, méthanol, éthanol, toluène et trichloroéthylène) pour étudier l'évolution du coefficient de transfert thermique dans un tube vertical d'un diamètre de 11,66 mm. Ils ont comparé leur base de données avec l'équation de Nusselt et montré que cette dernière a sous-estimé les valeurs expérimentales en raison des influences de contrainte de cisaillement de la vapeur. Ils ont proposé une corrélation d'échange local qui est fonction de l'épaisseur du film liquide, des propriétés du fluide et des forces agissant sur la couche de condensat. La force de gravité s'est révélée sans importance par rapport à celle de cisaillement pour le régime annulaire.

Soliman *et al.* [23] ont étudié la condensation des fluides frigorigènes (R22, R113, éthanol, méthanol, toluène et trichloroéthylène) dans des tubes dont le diamètre varie de 7,44 à 11,66 mm. Ils ont remarqué que Carpenter et Colburn [22] n'avaient pas pris en compte, de manière appropriée, la contrainte de cisaillement à la paroi. Ils ont alors évalué cette contrainte comme une combinaison des contributions du frottement, de la quantité de mouvement et de la gravité. Les analyses paramétriques leur ont permis de déterminer l'importance de chaque terme le long de la longueur de condensation. Pour les titres de vapeur plus ou moins élevés, le terme de frottement domine mais diminue au fur et à mesure que la vapeur se condense. Le terme de quantité de mouvement devient plus important pour les faibles titres de vapeur en raison de la quantité de mouvement ajoutée au film liquide par la vapeur condensée. Ils ont remarqué que certains chercheurs ont pu obtenir une concordance raisonnable entre leurs données et leurs corrélations de transfert de chaleur, même en ignorant ou en tenant compte de manière incorrecte des effets de quantité de mouvement. Cela peut être simplement dû à la relative insignifiance de ces termes dans les conditions d'essais.

Traviss *et al.* [24] ont étudié la condensation de R12 et de R22 dans un tube d'un diamètre de 8 mm et développé une corrélation pour le régime annulaire en fonction de l'épaisseur du film liquide. D'une manière analogue à celle utilisée par Soliman *et al.* [23], ils ont calculé le terme de frottement en utilisant le paramètre de Martinelli  $X_{tt}$  et le terme de gravité est également fonction de l'angle d'inclinaison du tube et du taux de vide, qui est défini comme le rapport entre la section de conduite occupée par la phase vapeur et la section totale. Pour le terme de quantité de mouvement, ils ont supposé que l'épaisseur du film liquide est négligeable par rapport à la longueur du tube, l'écoulement du condensat peut s'assimiler à un écoulement plan. Finalement, le coefficient d'échange s'écrit en fonction de l'épaisseur du film liquide, caractérisée par le titre de vapeur :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{liq}} = \frac{0,15Pr_{liq}Re_{liq}^{0,9}}{F_T} \left( \frac{1}{X_{tt}} + \frac{2,85}{X_{tt}^{0,476}} \right) \quad (1.16)$$

où le nombre de Reynolds  $Re_{liq}$  est donné par :

$$Re_{liq} = \frac{G(1-x)D_h}{\mu_{liq}} \quad (1.17)$$

et  $F_T$  est fonction de  $Re_{liq}$ . Le paramètre  $X_{tt}$  est utilisé en considérant que les phases liquide et vapeur comme turbulentes, d'où l'indice « tt » dans  $X_{tt}$ . L'expression de ce paramètre est donnée par [25] :

$$X_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_{liq}}{\mu_{vap}} \right)^{0,1} \quad (1.18)$$

Pour les **fluides à haute tension de surface** (mercure, certains fluides organiques, vapeur d'eau, etc.), l'occurrence d'une condensation en gouttes couvrant partiellement la surface peut amplifier les

transferts thermiques ([26], [27]). En effet, les gouttes peuvent être entraînées, cela provoque la libération d'une nouvelle surface de condensation où de nouvelles gouttes viennent se former.

Les études de Leipertz *et al.* [28] et de Rausch *et al.* [29] sur l'implémentation ionique des surfaces métalliques ont montré la possibilité de condensation en gouttes avec une augmentation caractérisée du transfert thermique par rapport à une condition de film liquide. Néanmoins, ce genre de traitement ne présente pas encore une durée de vie suffisamment grande pour justifier son application industrielle.

Sakay *et al.* [30] ont étudié expérimentalement la condensation de l'air humide sur une surface horizontale plane correspondant à 3 substrats différents. Dans des conditions similaires, la topologie des gouttes est fortement liée à la qualité du substrat.

Koch *et al.* [31] ont analysé la condensation sur une couche hydrophobe, obtenue par l'application d'une pellicule rigide de carbone hydrogénée de faible épaisseur sur un substrat. Dans cette même étude, ils montrent expérimentalement que le recours à un traitement de surface hydrophobe engendre une augmentation significative du transfert de chaleur. En effet, recouvrir 19% de la surface totale par une substance hydrophobe permet d'obtenir 86% du flux obtenu pour une surface intégralement recouverte par le même produit, et ce dans les mêmes conditions d'essais, d'écoulement et de température. Particulièrement, pour la vapeur d'eau pure en conditions atmosphériques, la condensation en gouttes peut atteindre 8 fois plus de transfert de chaleur que pour un film liquide [32].

Pour résumer, l'état de l'art montre que le coefficient de transfert thermique a été bien étudié pour une variété de configurations d'essais. Toutefois, la condensation de la vapeur d'eau s'avère peu étudiée.

En se basant sur les bases de données expérimentales, différentes corrélations ont été proposées, ce qui permet de prédire le coefficient d'échange pour des conditions d'essais particulières. Différentes méthodes ont été utilisées, tels que l'approche statistique classique (Shah [18]) ou le développement des modèles en tenant compte de l'épaisseur du film liquide (Nusselt [9]) et de l'interaction entre les forces d'influence (Soliman [23]).

Malgré les différentes approches, les auteurs s'accordent à dire que les comportements thermiques d'un fluide en condensation peuvent s'expliquer uniquement en se basant sur la topologie d'écoulement, ce qui montre l'importance de la visualisation des régimes d'écoulement mis en jeu en changement de phase.

### 1.3.5 Perte de charge

Les performances dynamiques d'un échangeur sont aussi importantes que les performances thermiques. En effet, le calcul de la perte de charge joue un rôle essentiel pour la conception des systèmes diphasiques car il détermine la puissance de pompe nécessaire pour entraîner le fluide. La perte de charge d'un écoulement diphasique circulant dans des canaux conventionnels ( $D_h > 3$  mm) est largement étudiée. Pour les canaux plus petits ( $D_h < 3$  mm), la plupart des études se focalise sur les écoulements adiabatiques et en évaporation.

La perte de charge totale comprend 3 contributions principales dues aux frottements, à l'accélération et à la gravitation :

$$\Delta p = (\Delta p)_f + (\Delta p)_a + (\Delta p)_g \quad (1.19)$$

où  $\Delta p$  est l'écart de pression entre l'entrée et la sortie de l'échangeur pour que le fluide s'écoule avec un débit donné. La valeur de  $\Delta p$  est alors positive.

La perte de charge due à la gravité  $(\Delta p)_g$  est due à la dénivellation qui peut être soit positive, si l'on monte entre le point d'entrée et le point de sortie, ou négative, si l'on descend entre le point d'entrée

et le point de sortie. Cette perte de charge s'annule lorsque la conduite est positionnée à l'horizontale. Concernant la perte de charge due à l'accélération  $(\Delta p)_a$ , Thome [33] a souligné que la valeur de  $(\Delta p)_a$  est négative pour l'écoulement en condensation dans une conduite. En effet, la condensation engendre une augmentation de pression à la sortie, i.e. une reprise de pression. Cela peut s'expliquer par le fait que l'énergie cinétique du liquide à la sortie est inférieure à celle de la vapeur à l'entrée. D'après lui, cette reprise de pression peut être communément ignorée. De plus, Coleman et Garimella [34] ont constaté que la perte de charge due à l'accélération est négligeable par rapport à celle due aux frottements. Ainsi, dans le cadre de notre étude, nous nous intéressons uniquement à la perte de charge liée aux frottements.

Les corrélations classiques proposées par Lockhart et Martinelli [25], Chisholm [35] et Friedel [36] constituent la base de nombreuses corrélations issues de la littérature. Parmi les 3 auteurs, seulement Friedel [36] a directement pris en compte des effets de la tension superficielle, qui s'avère significatif pour des faibles diamètres de conduite ( $D_h < 3$  mm). En effet, il a développé une corrélation en se basant sur une base de données constituée de 25 000 mesures expérimentales de perte de charge due aux frottements. Cette base de données a été obtenue pour les écoulements diphasiques (eau, air-eau, air-huile, R11, R12, R22, R113, etc.) s'écoulant dans les tubes circulaires horizontaux et verticaux. Cette corrélation empirique prend en compte des forces de gravité et de tension superficielle en utilisant respectivement les nombres adimensionnels de Froude et de Weber. La corrélation de Friedel [36] a montré un meilleur accord avec les données expérimentales de Chisholm [35].

La corrélation de Friedel [36] s'est avérée bien prédire les données à basse pression réduite, mais avait tendance à surestimer les données lorsque la pression réduite devenait plus importante. Afin de prendre en compte des effets de pression, les auteurs ont proposé une modification de la corrélation de Friedel [36] en remplaçant les nombres de Froude et de Weber par la pression réduite. Ils ont remarqué un bon accord entre les données expérimentales et leur corrélation, et ils ont proposé une gamme de validité : diamètres hydrauliques entre 1 et 7 mm, et pression réduite supérieure à 0,2. Ils ont également comparé leur corrélation avec celle de Tran *et al.* [37] et trouvé que pour les pressions réduites élevées, les deux corrélations s'accordaient bien à de faibles titres de vapeur mais au fur et à mesure que le titre augmentait, l'écart entre les deux prédictions s'est aggravé. Les auteurs l'ont attribué à la différence des propriétés thermodynamiques du fluide à pression réduite élevée.

Mishima et Hibiki [38] ont étudié l'influence de petits diamètres pour le mélange air-eau adiabatique s'écoulant dans les tubes circulaires verticaux dont le diamètre varie de 1,05 à 4,08 mm. Ils ont constaté que le paramètre de Chisholm [35] : rapport des termes de pertes de charge de l'écoulement monophasique, diminue exponentiellement avec le diamètre. Ils ont donc développé une corrélation empirique pour en tenir compte. Leur résultats ont été comparés avec les données expérimentales et ont été validée pour les tubes circulaires à l'horizontale et à la verticale.

De manière similaire à Mishima et Hibiki [38], Andresen [39] a également modifié le paramètre de Chisholm [35] afin de tenir compte de l'influence du diamètre sur la condensation de R410A et de R404A s'écoulant dans les tubes dont le diamètre varie de 0,76 à 9,40 mm. Les effets de tension superficielle et de petits diamètres sont traités, ainsi que l'inertie de l'écoulement sont traités en intégrant le nombre de Reynolds de la phase liquide dans la corrélation de perte de charge. Son modèle a été capable de prédire 85% des données avec une marge de 25%.

En ce qui concerne la perte de charge des fluides en condensation, Cavallini *et al.* [40] ont proposé une corrélation de perte de charge de différents fluides frigorigènes (R22, R32, R125, R134a, R236ea, R407C et R410A) circulant dans un tube d'un diamètre de 8 mm. Leur corrélation est basée sur celle développée par Friedel [36], qui a été modifiée pour tenir compte de différents régimes d'écoulement. En effet, en régime laminaire, les auteurs ont constaté que les effets de gravité étaient négligeables et ainsi, le nombre de Froude peut être supprimé de la corrélation. Néanmoins, ils ont proposé de ne pas changer ce nombre adimensionnel dans les régimes à poches, à bouchons et à bulles.

Pour résumer, l'état de l'art montre que la perte de charge a été bien étudiée pour une variété de configurations d'essais. Pourtant, la condensation de la vapeur d'eau s'avère peu étudiée. **La plupart des études s'est focalisée sur le mélange adiabatique air-eau.** Les auteurs ont proposé des corrélations en développant les modèles prenant en compte des influences de la géométrie (Mishima et Hibiki [38]) ou de différents régimes d'écoulement (Cavallini *et al.* [40]). La plupart des corrélations utilise les paramètres adimensionnels afin de caractériser la perte de charge dans les phases liquide et vapeur.

## 1.4 Conclusion partielle

La revue bibliographique effectuée fournit une vue générale sur les problématiques à prendre en compte dans notre étude. En effet, les travaux effectués s'articulent autour de trois thèmes : régimes d'écoulement, coefficient de transfert thermique et perte de charge. L'état de l'art montre que les études qui ont été consacrées aux échangeurs diphasiques sont nombreuses mais il existe très peu d'études sur la condensation de la vapeur d'eau dans un échangeur. Nous avons cité dans les paragraphes précédents les plus en lien avec notre sujet de recherche.

Devant la grande complexité du fonctionnement des échangeurs où il y a présence d'écoulement diphasique en condensation, nous avons décidé de traiter le problème d'un point de vue expérimental tout en espérant ouvrir des pistes en vue d'applications industrielles. Le principal objectif est de mieux comprendre l'influence des différents paramètres sur la condensation au sein des échangeurs de chaleur. De plus, les données expérimentales permettraient de constituer des bases de validation des modèles numériques encore en phase de développement.

C'est dans ce contexte que cette thèse a été conduite avec comme objectif principal l'étude des mécanismes d'un échangeur à condensation. Dans cette approche expérimentale, nous avons choisi de nous focaliser sur le phénomène de condensation de vapeur d'eau dans le mini-canal d'un diamètre de 3 mm. L'étude effectuée dans un seul canal est avantageuse par rapport à celle dans un réseau de plusieurs canaux parallèles car elle permet des études à différentes conditions d'essais connues et contrôlées (température, pression, débit). Également, la puissance évacuée par l'eau de refroidissement peut être mesurée.

L'objectif de ce travail est d'apporter des informations expérimentales portant sur la topologie des écoulements dans le condenseur, le coefficient d'échange local et la perte de charge. Nous proposons dans le chapitre suivant de présenter le banc d'essais spécifique qui sert de base à cette étude de la condensation. Nous en profiterons pour décrire également la métrologie déployée pour des paramètres thermodynamiques de la vapeur d'eau.

## Chapitre 2

# Description du dispositif expérimental et de la métrologie associée

### Sommaire

---

<b>2.1</b>	<b>Objectif et principe du banc d'essais expérimental</b>	<b>26</b>
<b>2.2</b>	<b>Présentation détaillée du dispositif expérimental</b>	<b>28</b>
<b>2.3</b>	<b>Métrologie et visualisation</b>	<b>38</b>
<b>2.4</b>	<b>Mise en fonctionnement du banc d'essais expérimental</b>	<b>50</b>
<b>2.5</b>	<b>Fonctionnement du système pour une configuration de référence</b>	<b>54</b>
<b>2.6</b>	<b>Conclusion partielle</b>	<b>71</b>

---

Comme évoqué au chapitre précédent, très peu de travaux scientifiques ont abordé les mécanismes de condensation avec de la vapeur d'eau dans un échangeur, ce fluide n'étant pas considéré comme un fluide habituel ou traditionnel dans ces systèmes au contraire des fluides frigorigènes. Pourtant, il s'agit d'un fluide facilement disponible et en abondance. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi délibérément l'eau comme fluide de travail.

Ce deuxième chapitre s'articule en deux parties. Tout d'abord, nous proposons de montrer la conception, la réalisation et la mise au point d'une boucle diphasique utilisant l'eau comme fluide de travail au sein de notre laboratoire. Les choix technologiques adoptés permettant de générer et de condenser la vapeur d'eau seront détaillés. Les spécifications techniques des éléments du montage seront fournies. Par ailleurs, nous évoquerons les systèmes d'acquisition et de visualisation actuellement mis en place ainsi que la métrologie associée permettant de caractériser les mécanismes de condensation dans le mini-canal. Dans une seconde partie, nous procéderons à la validation du dispositif expérimental afin d'évaluer la réponse du système ainsi réalisé aux variations des paramètres pilotes.



## 2.1 Objectif et principe du banc d'essais expérimental

### 2.1.1 Motivation

À partir de l'état de l'art présenté précédemment §1.3, il existe très peu d'études sur la condensation de vapeur d'eau au sein d'un échangeur. Par ailleurs, la plupart des études sur la condensation de vapeur d'eau identifiées dans la littérature s'inscrit dans la détermination des grandeurs thermodynamiques globales. Des études sur des grandeurs locales sont cependant nécessaires pour une compréhension plus approfondie des transferts thermiques. La réalisation d'un banc d'essais fondamental utilisant l'eau comme fluide de travail nous semble donc essentielle. Le dispositif expérimental devrait permettre d'appréhender les mécanismes physiques et le comportement du condenseur, et d'évaluer ses performances en fonction des paramètres influents. Rappelons que la recherche de la condensation s'articule autour de trois axes thématiques principaux : topologie des écoulements, pertes de charge et coefficient local de transfert thermique.

### 2.1.2 Éléments de conception

Dans une application industrielle ou domestique, la chaleur est prélevée à une source chaude (évaporateur) et transmise à une source froide (fluide externe) au niveau d'un échangeur (condenseur). Dans des conditions idéales, il n'y a aucune perte de chaleur au condenseur. Alors, nous devons imaginer une source thermique à fournir à l'évaporateur, et un système de refroidissement qui prélève la chaleur du condenseur. Les mécanismes de condensation mis en jeu lors de la condensation pourront être étudiés à travers le fonctionnement et le comportement du condenseur en fonction des paramètres influents présentés dans la bibliographie du chapitre précédent ( $G$ ,  $x$ ,  $p_{\text{sat}}$ , etc.).

Ainsi, notre choix se porte sur la mise en place d'une boucle diphasique constituée de deux zones principales : zone « évaporateur » et zone « condenseur ». Entre ces deux zones se trouve la zone « adiabatique ». La boucle utilise le processus de changement de phase d'un fluide caloporteur pour assurer le transfert d'énergie de la zone évaporateur vers la zone condenseur. La figure 2.1 présente ce principe de base. Le fluide de travail, circulant comme le montre le sens des flèches dans la boucle, permet de transférer de la chaleur de la source chaude vers la source froide. Un système électrique pilotable apporte la puissance nécessaire à l'évaporateur. En même temps, un système de refroidissement permet de piloter la chaleur extraite aux différentes régions du condenseur. Le pilotage de cette dernière pourrait permettre de voir évoluer des conditions différentes au sein du condenseur : variation du titre de vapeur, comportement du mélange liquide-vapeur, etc.

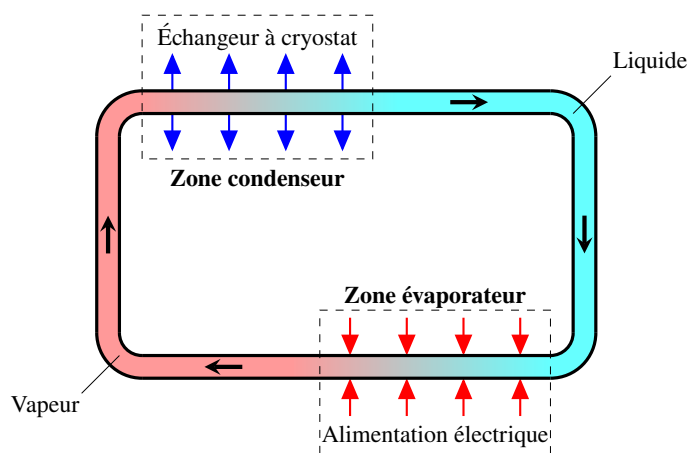


FIGURE 2.1 – Schéma du principe de la boucle diphasique à concevoir

Tout d'abord, sur le plan thermique, le système doit être isolé pour minimiser les pertes thermiques dans l'environnement et assurer au mieux les bilans d'énergie dans la zone condenseur. Ensuite, sur le plan métrologique, il est nécessaire d'avoir le maximum d'information (températures, pressions et débits) tout au long de la boucle ; ceci doit permettre de vérifier le bon fonctionnement du système et d'estimer les puissances thermiques échangées au niveau de la zone condenseur. Enfin, un dispositif de visualisation doit permettre d'observer les régimes d'écoulement en condensation.

La figure 2.2 précise les dispositifs principaux qui devront être mis en place pour le fonctionnement de la boucle et la visualisation des régimes d'écoulement. D'une manière générale, le banc d'essais expérimental développé au sein du laboratoire devra être composé de 4 parties principales :

- La zone « évaporateur » qui comprend le bouilleur générant la vapeur d'eau.
- La ligne « vapeur » qui assure la circulation de la vapeur depuis le bouilleur jusqu'au condenseur.
- La zone « condenseur » qui doit permettre la condensation totale de la vapeur d'eau et la visualisation des régimes d'écoulements diphasiques.
- La ligne « condensats » qui assure le retour du liquide produit dans la zone « condenseur » jusqu'au bouilleur.

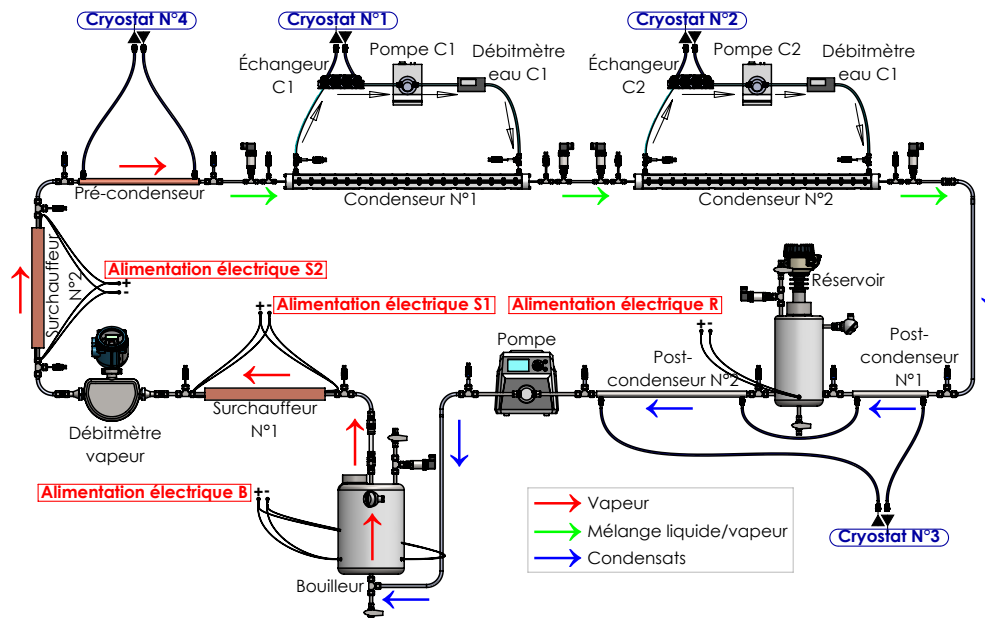


FIGURE 2.2 – Schéma représentatif de la boucle diphasique

À partir du schéma de principe précédemment réalisé, nous avons développé entièrement un banc d'essais expérimental au sein de notre établissement. Bien évidemment, celui-ci comporte des éléments supplémentaires à la fois sur la ligne « vapeur » et sur la ligne « condensats » :

- Sur la ligne « vapeur », seront ajoutés un système de surchauffe afin de contrecarrer les pertes thermiques avant le condenseur, mais aussi un débitmètre permettant de quantifier le débit de vapeur circulant dans la ligne.
- Sur la ligne « condensats », il sera nécessaire d'ajouter un système de post-condenseur afin d'assurer un sous-refroidissement, et un réservoir permettant de contrôler les points de fonctionnement du système. Enfin, une pompe assurera le retour des condensats à l'entrée du bouilleur.

Les paragraphes suivants présentent brièvement la réalisation, la mise en place et la mise en fonctionnement du dispositif expérimental décrit sur la figure 2.2 en appuyant sur les éléments qui nous ont paru essentiels pour l'exploitation et l'analyse qui seront faites par la suite dans le chapitre 3.

## 2.2 Présentation détaillée du dispositif expérimental

Le banc d'essais expérimental réalisé est composé de 4 zones décrites précédemment. La partie évaporateur génère de la vapeur d'eau qui sera ensuite condensée dans la partie échangeur. Une fois que la vapeur est entièrement condensée, le condensat revient à la partie évaporateur pour être chauffé et porté à l'ébullition, et le processus continue. La circulation du fluide forme une boucle fermée. Nous décrivons ci-dessous successivement les 4 zones principales de la boucle diphasique.

### 2.2.1 Zone « évaporateur »

Le bouilleur a pour objectif de générer la vapeur d'eau circulant dans la boucle (cf. figure 2.3). Il s'agit d'un réservoir en acier inoxydable, d'une épaisseur de 5 mm et d'un volume de 10 L, qui est conçu pour supporter des niveaux élevés de pression et de température.

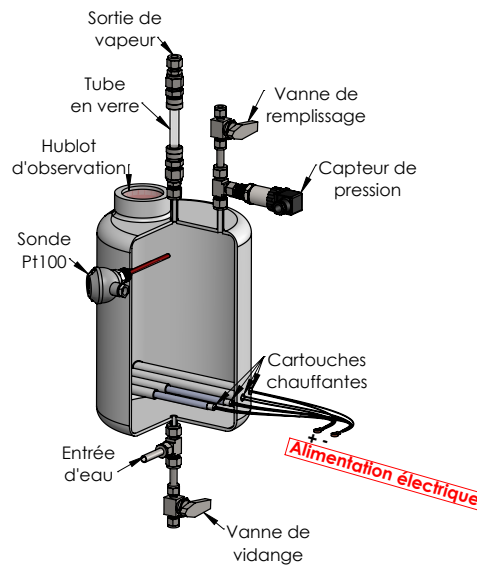


FIGURE 2.3 – Schéma représentatif du bouilleur

L'eau froide rentre dans le bas du bouilleur pour être chauffée et portée à ébullition sous l'effet de la chaleur générée par des cartouches électriques chauffantes. Le bouilleur est équipé de 4 cartouches pour une puissance totale de 4 kW. Ensuite, la vapeur circule vers le haut du réservoir et traverse un tube d'observation en verre transparent. Le tube permet d'observer l'état de vapeur à la sortie du bouilleur et de s'assurer qu'il n'y a pas de liquide en sortie du bouilleur. De plus, le bouilleur est instrumenté d'un capteur de pression et d'une sonde de température Pt100 pour suivre l'état d'ébullition d'eau en continu au cours des essais expérimentaux. Un hublot d'observation permet de contrôler le niveau d'eau dans le bouilleur. En effet, un niveau d'eau trop bas pourrait provoquer une augmentation excessive de la température de vapeur et endommager les cartouches chauffantes.

Ce dispositif permet d'assurer un certain débit de vapeur dans des conditions de saturation mesurées sur le bouilleur par le capteur de pression et la sonde Pt100.

### 2.2.2 Ligne « vapeur »

La ligne « vapeur » assure la circulation de la vapeur depuis le bouilleur jusqu'au condenseur. Celle-ci doit être munie d'un débitmètre permettant de mesurer le débit de vapeur généré par le bouilleur et circulant dans la ligne. La conséquence de cette installation est :

- Création de perte de charge dans les conduites d'une part, mais surtout dans le débitmètre.

- Pertes thermiques par les parois des conduites et par le débitmètre.

En conséquence, le point de saturation issu du bouilleur ne peut-être maintenu qu'à condition de surchauffer la vapeur circulant dans la ligne, afin de permettre d'une part la mesure correcte du débit de vapeur et d'autre part, d'avoir un état de la vapeur très légèrement surchauffé en entrée de la zone « condensation ». Pour cela, la ligne vapeur comprend 4 éléments : un premier surchauffeur N°1, un débitmètre à effet Coriolis, un second surchauffeur N°2 et un pré-condenseur. Par principe, les surchauffeurs sont alimentés par des cartouches chauffantes électriques, tandis que le pré-condenseur est un échangeur vapeur/huile dont la température est pilotée par un cryostat. Ces éléments sont détaillés dans les paragraphes suivants.

### 2.2.2.a Surchauffeur(s)

En raison des pertes de charge et des pertes thermiques dans les conduites et surtout au niveau du débitmètre à effet Coriolis, la vapeur pourrait être partiellement condensée avant d'arriver en entrée de la zone « condenseur ». De fait, on pourrait se retrouver avec un mélange liquide-vapeur dans la ligne et notamment dans le débitmètre. Ceci provoquerait une erreur de mesure du débit. Le surchauffeur N°1 permet alors d'assurer l'état surchauffé de vapeur en entrée du débitmètre et d'assurer une mesure correcte du débit de vapeur. La traversée de la vapeur dans le débitmètre induit des pertes de charge et un refroidissement. Le surchauffeur N°2 permet d'assurer des conditions de surchauffe suffisantes pour que la vapeur soit légèrement surchauffée en entrée de la zone « condenseur ».

Les surchauffeurs, comme le présente la figure 2.4, sont constitués chacun d'une pièce en cuivre ( $L = 400$  mm, section droite  $50 \times 50$  mm<sup>2</sup>) qui est équipée de deux cartouches chauffantes pour une puissance maximale de 2 kW.

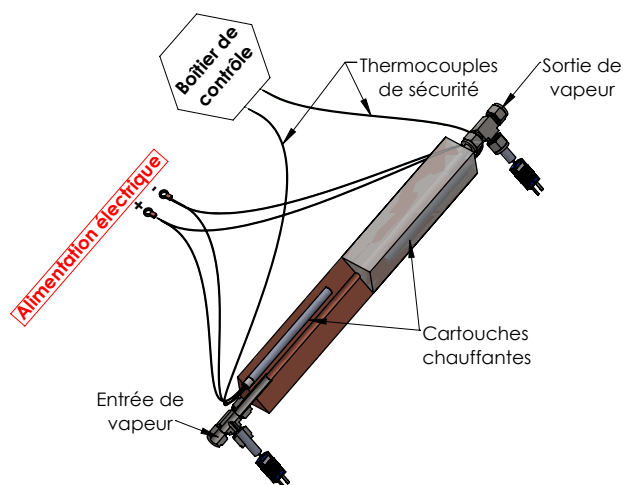


FIGURE 2.4 – Schéma représentatif du surchauffeur

À l'intérieur du surchauffeur, deux thermocouples mesurent la température des cartouches chauffantes et sont connectés à un boîtier de contrôle. Au cas où la mesure de température atteigne le seuil critique de 250 °C (valeur de sécurité des cartouches), l'alimentation électrique serait immédiatement interrompue afin de préserver l'intégralité des systèmes utilisés. Un surchauffeur est placé en amont et un autre en aval du débitmètre de vapeur.

### 2.2.2.b Débitmètre vapeur

Le débit de vapeur d'eau est mesuré par un débitmètre massique à effet Coriolis, comme le présente la figure 2.5. Le modèle retenu et son principe de fonctionnement sont présentés dans les paragraphes liés à la métrologie (cf. § 2.3).

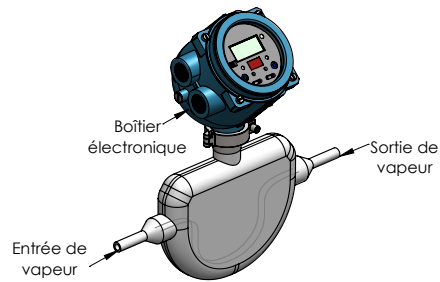


FIGURE 2.5 – Schéma représentatif du débitmètre vapeur

### 2.2.2.c Pré-condenseur

Lors de la conception, compte tenu de l'inertie des deux surchauffeurs, comme on le verra ultérieurement, il nous est apparu nécessaire d'ajouter un élément de contrôle des conditions de surchauffe en entrée de la zone « condenseur ». En effet, si la vapeur est trop surchauffée à la sortie du surchauffeur N°2, il serait nécessaire de la refroidir : c'est la raison pour laquelle nous avons imaginé un échangeur vapeur-huile piloté par un cryostat.

Le pré-condenseur est un échangeur coaxial, d'une longueur de 400 mm, constitué de deux tubes concentriques en cuivre (cf. figure 2.6).

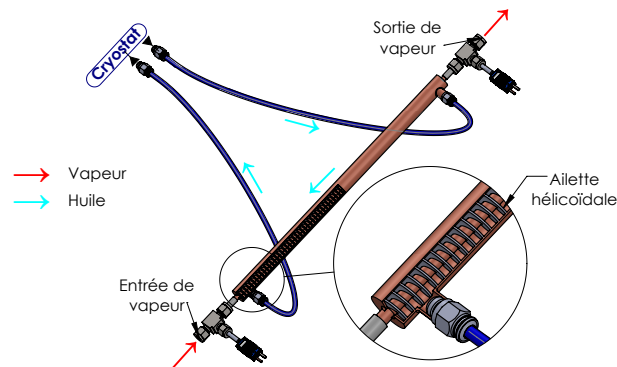


FIGURE 2.6 – Schéma représentatif du pré-condenseur

La vapeur circule dans le tube interne, tandis que le liquide de refroidissement (huile) circule dans l'espace annulaire entre les deux tubes. Afin d'améliorer le transfert de chaleur par convection forcée, une ailette hélicoïdale est insérée dans la partie annulaire. À l'entrée/sortie du tube interne sont disposés des thermocouples qui permettent de contrôler la surchauffe de la vapeur. Le pré-condenseur permet de réduire la température de vapeur surchauffée à un état proche de l'état de saturation en entrée de la zone « condenseur ».

Le cryostat utilisé pour le pré-condenseur est de marque HUBER, de modèle Unistat® 385w utilisant l'huile comme fluide de travail. Son échelle de température de consigne varie de  $-85\text{ °C}$  à  $350\text{ °C}$  et la puissance maximale évacuée est de  $2,3\text{ kW}$ .

### 2.2.3 Zone « condenseur »

La zone condenseur est composée de 2 éléments principaux placés en série : 3 tubes en verre transparent et 2 condenseurs identiques. Les contraintes de fabrication, la métrologie associée et surtout la possibilité de visualiser le mélange diphasique au sein du condenseur nous ont contraint à fabriquer 2 condenseurs identiques reliés par une zone de visualisation. Les tubes en verre doivent permettre de visualiser le fluide qui traverse la zone « condenseur » entre une vapeur pure en entrée

de cette zone (tube N°1), un mélange diphasique entre les 2 condenseurs (tube N°2) et un condensat pur en sortie de cette zone (tube N°3). L'objectif de ce paragraphe est de présenter la conception de ces différents éléments primordiaux pour notre étude.

### 2.2.3.a Condenseur(s)

Le condenseur permet de condenser partiellement ou entièrement la vapeur d'eau. Notre choix s'est porté sur la conception d'un échangeur coaxial (ou *tube-in-tube*) constitué de deux tubes concentriques : la vapeur d'eau circule dans le tube interne ; l'eau de refroidissement qui doit assurer la condensation de la vapeur, s'écoule dans l'espace annulaire entre les deux tubes. Les composants principaux du condenseur sont présentés figure 2.7.

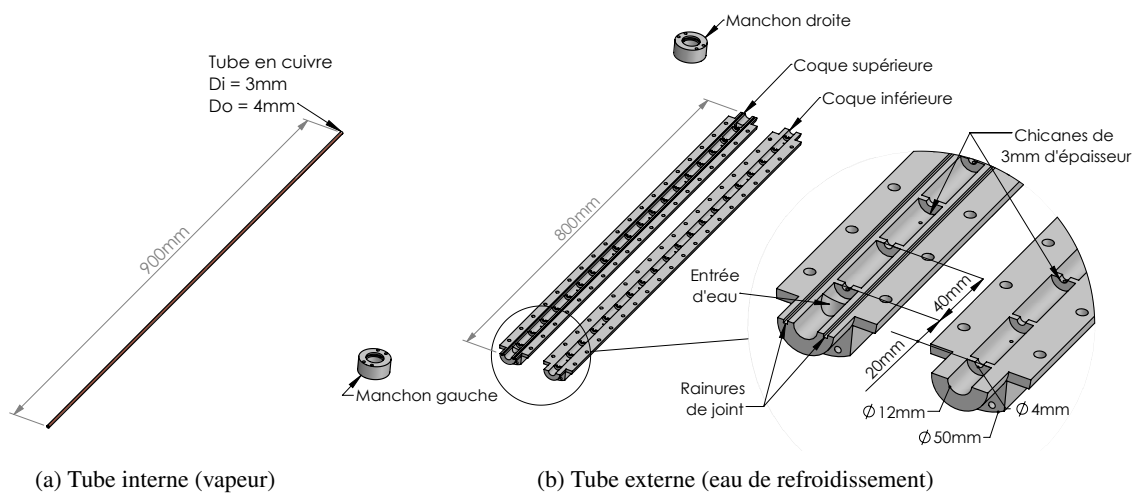


FIGURE 2.7 – Composants principaux du condenseur

D'après la bibliographie, pour l'eau circulant dans une conduite, les mini-canaux sont définis par un diamètre compris entre 0,6 et 4,7 mm [8]. C'est la raison pour laquelle notre choix s'est porté sur un tube de diamètre interne de 3 mm et de diamètre externe de 4 mm. Les contraintes de fabrication nous imposent une longueur maximum de 900 mm. En ce qui concerne la nature du tube, il s'agit d'un tube en cuivre pour 2 raisons. D'une part le cuivre est tout à fait compatible avec l'eau. D'autre part, la métrologie utilisée (mesure de température de paroi externe, cf. § 2.3.1.c) nécessite un matériau très conducteur comme il a été mentionné d'ailleurs dans certains travaux ([41], [42]). Dans notre cas, le tube retenu est un tube de conductivité thermique  $\lambda = 390 \text{ W/mK}$ . La figure 2.7a présente les dimensions du tube interne.

Le tube externe est basé sur le principe d'un tube circulaire muni de chicanes afin de générer la turbulence dans le fluide de refroidissement et donc d'améliorer les transferts à la paroi du tube en cuivre interne. Pour réaliser cette structure (cf. figure 2.7b), nous avons décidé de partir de 2 demi-coques pleines, qui seront usinées afin de respecter la géométrie finale souhaitée, c'est-à-dire un canal annulaire muni de différentes chicanes.

Le tube externe a une longueur de 800 mm, un diamètre interne de 12 mm et un diamètre externe de 50 mm. Les chicanes sont disposées en quinconce. La distance entre deux chicanes consécutives d'une demi-coque est de 40 mm. Chaque chicane possède un creux au centre, dont le diamètre est de 4 mm. Deux rainures parallèles dans le sens de la largeur sont nécessaires pour l'insertion des joints d'étanchéité. Les demi-coques sont munies de perforations pour la mise en place des vis/écrous de fermeture. Les deux manchons, de diamètre similaire au tube externe, permettent la fermeture du condenseur. Le manchon dispose également de rainures pour la mise en place des joints d'étanchéité.

À l'extrémité du tube externe se trouvent l'entrée et la sortie de l'eau de refroidissement. Le schéma d'assemblage du condenseur est présenté sur la figure 2.8.

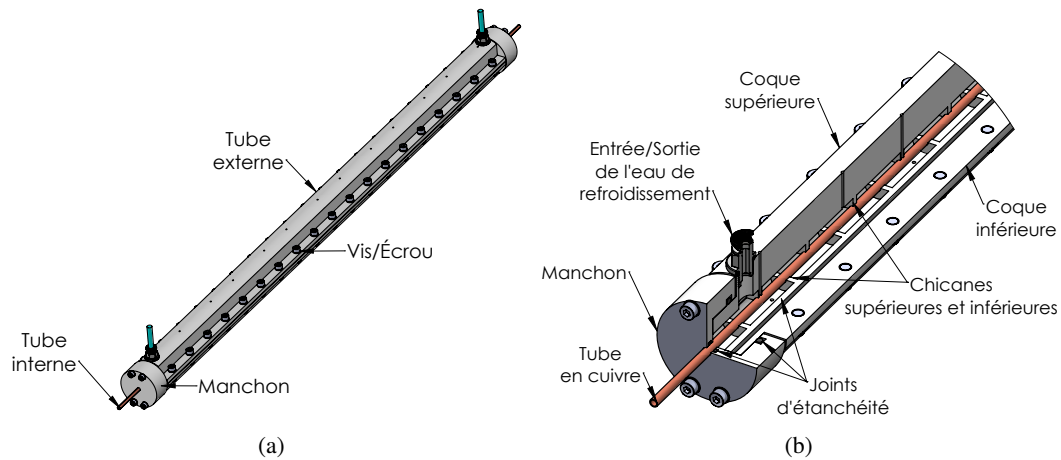


FIGURE 2.8 – Schéma d'assemblage du condenseur

Le tube interne est placé entre les demi-coques du tube externe. L'extrémité est fermée par le manchon vissé sur les demi-coques. L'assemblage final du condenseur se fait à l'aide de deux rangées de vis/écrous placées le long du tube externe. Les joints d'étanchéité sont disposés dans les rainures du manchon et de la demi-coque supérieure.

### 2.2.3.b Circuit de refroidissement du condenseur

Pour assurer la condensation partielle ou totale de la vapeur circulant à l'intérieur du tube en cuivre, on utilise de l'eau de refroidissement circulant dans la partie annulaire entre les coques en POM-C et le tube en cuivre. La figure 2.9a montre une coupe transversale d'un condenseur.

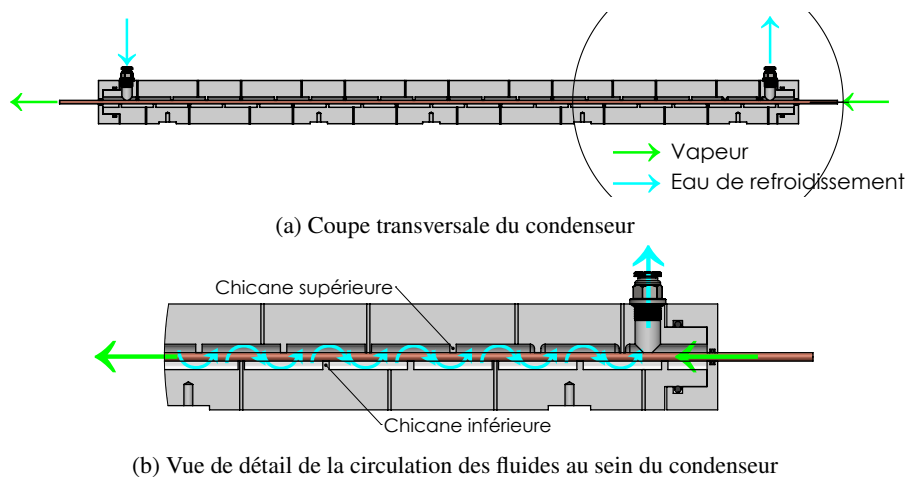


FIGURE 2.9 – Schéma du circuit de refroidissement du condenseur

Le fluide de refroidissement circule donc dans le système annulaire muni des 40 chicanes à contre-courant de la vapeur comme le montre la figure 2.9b. La présence de ces chicanes favorise l'homogénéité locale de l'écoulement dans le canal annulaire. On utilisera ces chicanes pour y positionner les thermocouples utiles pour mesurer les températures de la paroi externe du tube en cuivre (cf. § 2.3.1.c).

### 2.2.3.c Circuit de l'eau de refroidissement

Cependant, ce système de régulation ne permet pas de contrôler le débit de fluide. C'est la raison pour laquelle nous avons décidé de recourir à une boucle intermédiaire via un échangeur à plaques. On distinguera d'une part le circuit primaire, c'est la vapeur, le circuit secondaire, c'est l'eau de refroidissement et le circuit tertiaire, c'est l'eau glycolée. Dans ces conditions, on peut piloter la température et le débit de l'eau de refroidissement circulant dans le condenseur. Le cryostat permet de régler indirectement la température d'eau de refroidissement à l'entrée du condenseur. Son débit est assuré par une pompe et mesuré par un débitmètre à ultrasons. Le circuit de l'eau de refroidissement au condenseur est détaillé figure 2.10.

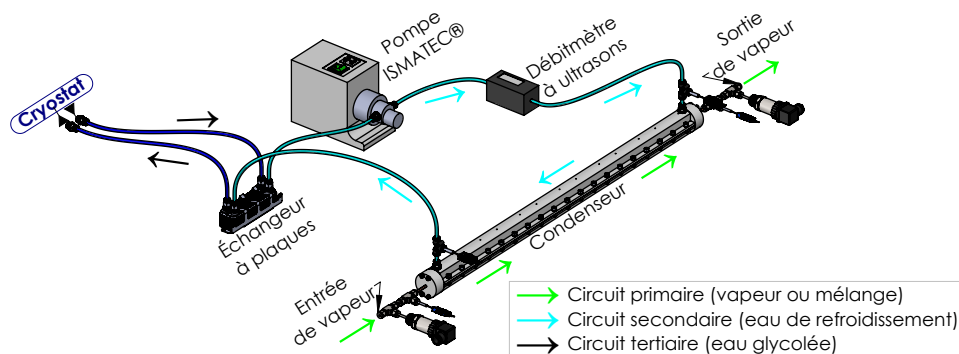


FIGURE 2.10 – Mise en place du circuit de refroidissement du condenseur

L'échangeur intermédiaire utilisé dans notre étude est de marque BROUWLAND, ayant 12 plaques soudées en acier inoxydable et la puissance échangée maximale de 8 kW. Il possède 4 connections : l'entrée/sortie d'eau de refroidissement et l'entrée/sortie d'eau glycolée.

La pompe est de marque ISMATEC®, de modèle REGLO-Z, qui est composée d'un moteur de pompe analogique et d'une tête de pompe. Le moteur permet de régler manuellement le débit sur une échelle entière de 0 à 99%. La tête de pompe assure un débit continu dans la gamme de 40 à 3950 mL/min.

Le cryostat est de marque HUBER, de modèle Unichiller® UC020Tw-H. La circulation est assurée par une pression de 3 bars et la liaison entre le cryostat et l'échangeur intermédiaire s'effectue au moyen des tuyaux souples. Le cryostat est muni d'une régulation interne de type PID basée sur une température de consigne et permettant d'évacuer une puissance maximum de 2 kW. Le réglage en température de l'eau glycolée est effectué par une consigne interne du cryostat avec une stabilité de 0,2 °C. La température de circulation ne peut alors pas dépasser les limites de -20 °C et de 100 °C.

Compte-tenu des pertes thermiques potentiellement différentes sur le réseau de refroidissement et des performances de l'échangeur intermédiaire en fonction du débit d'eau de refroidissement, il est possible d'avoir des écarts entre la température de consigne du cryostat et celle de l'eau de refroidissement à l'entrée du condenseur. Un système de boucle de rétroaction a été envisagé pour contrôler le capteur en fonction de la température d'entrée de l'eau de refroidissement dans le condenseur. Cependant une telle démarche n'a pas été mise en place compte tenu de l'impact indirect de l'échangeur intermédiaire. Si la température de consigne est déjà stabilisée, il est nécessaire de vérifier que la température de l'eau de refroidissement à l'entrée du condenseur se stabilise et reste constante en phase de fonctionnement.

### 2.2.3.d Tube(s) en verre

Comme indiqué précédemment, 3 tubes en verre sont disposés dans la zone « condenseur » (cf. figure 2.11). Le premier est placé 10 cm en amont du condenseur N° 1, le deuxième est situé entre les



2 condenseurs et le troisième est placé 10 cm en aval du condenseur N°2. Ces tubes ont un diamètre interne de 3 mm identique au tube en cuivre pour respecter la taille de la section de passage de la vapeur. Le diamètre extérieur est de 6 mm et leur longueur est de 10 cm.

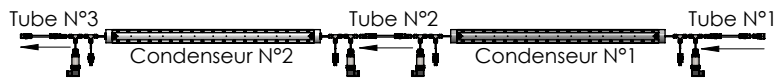


FIGURE 2.11 – Mise en place des tubes d'observation

La visualisation peut s'effectuer soit à l'œil nu juste pour avoir une information sur la nature du fluide circulant dans la zone condenseur : vapeur, mélange, liquide. Cependant, une métrologie spécifique a été mise en place pour identifier très finement les régimes d'écoulement induits par la condensation. Celle-ci a été mise en œuvre sur le tube N°2 situé entre les 2 condenseurs (cf. § 2.3.5).

## 2.2.4 Ligne « condensats »

Après la sortie du condenseur N°2, le fluide est normalement à l'état liquide. Cependant, dans le cas où il y aurait des traces de vapeur dans la conduite, nous avons dimensionné et fabriqué un post-condenseur N°1 (échangeur liquide/liquide) qui assure d'obtenir un liquide sous-refroidi. Celui-ci va alors entrer dans un réservoir qui sert à réguler la boucle diphasique, comme on va l'expliquer ultérieurement. Enfin, une pompe assure le retour du liquide jusqu'au bouilleur. Cependant, pour le bon fonctionnement de la pompe, il est nécessaire de sous-refroidir le liquide issu du réservoir : c'est la raison pour laquelle on ajoute un échangeur-refroidisseur dénommé post-condenseur N°2. Les paragraphes suivants indiquent les éléments de compréhension décrivant ces systèmes.

### 2.2.4.a Post-condenseur(s)

Le circuit dispose de deux post-condenseurs permettant de contrôler la température de l'eau liquide. Les 2 post-condenseurs sont parfaitement identiques. Le schéma de fonctionnement est présenté sur la figure 2.12.

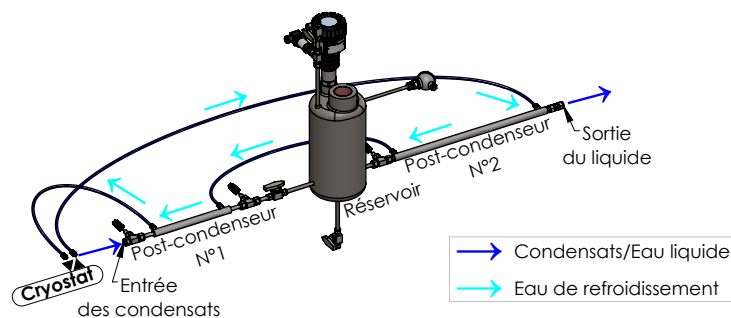


FIGURE 2.12 – Schéma représentatif des post-condenseurs

Le post-condenseur est un échangeur coaxial constitué de deux tubes concentriques en acier inoxydable. Les condensats circulent dans le tube interne, tandis que le liquide de refroidissement (eau) circule dans l'espace annulaire entre les deux tubes à contre-courant.

Le post-condenseur N°1, placé en amont du réservoir, permet de condenser entièrement la vapeur éventuellement non-condensée à l'entrée du réservoir. Le post-condenseur N°2, situé en aval du réservoir, assure que la température d'eau est inférieure à 60 °C – le seuil de température de fonctionnement de la pompe et joue un rôle important en prévenant la cavitation qui pourrait endommager la pompe.

La circulation du fluide de refroidissement est assurée par un cryostat de marque HUBER, de modèle CC 250wl, ayant l'échelle de température de consigne de -50 à 200 °C et permettant d'évacuer une puissance maximale de 1,6 kW.

### 2.2.4.b Réservoir

Le réservoir est conçu pour objectif de récupérer l'eau liquide qui est totalement condensée en sortie du post-condenseur N°1. La figure 2.13 présente le schéma du système fabriqué au laboratoire.

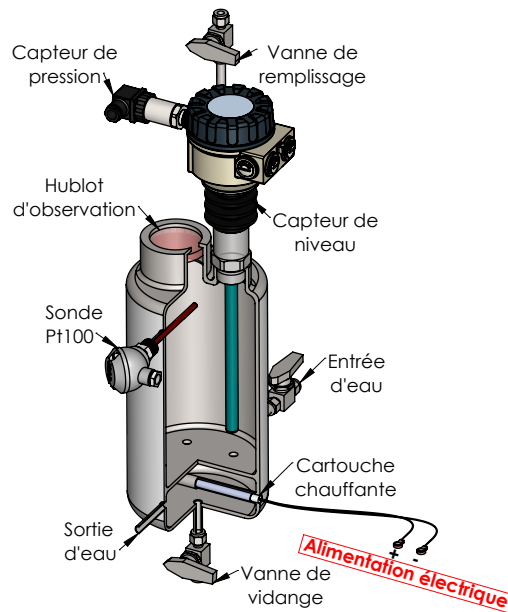


FIGURE 2.13 – Schéma représentatif du réservoir

Le réservoir, d'un volume de 5 L, est fabriqué en acier inoxydable d'une épaisseur de 5 mm. Il est composé de différents éléments :

- Une vanne de remplissage est disposée en haut pour le remplissage initial de la boucle. En temps normal elle est en position fermée.
- Une vanne de vidange est disposée au fond en cas de nécessité de vidange de la boucle. En temps normal elle est également en position fermée.
- Un capteur de niveau permet de mesurer la quantité d'eau contenue dans le réservoir afin de piloter l'injection d'eau dans le bouilleur.
- Un hublot d'observation permet de vérifier le niveau d'eau au réservoir.
- Deux capteurs sont disposés sur le réservoir : un capteur de pression et une sonde de température Pt100. Elles permettent d'évaluer le point de saturation dans le réservoir.
- Enfin, une cartouche chauffante électrique d'une puissance maximale de 1 kW et disposée au fond du réservoir. L'utilisation de cette cartouche permet de maintenir le fluide contenu dans le réservoir à une condition de saturation souhaitée ( $p_R - T_R$ ).

Compte tenu de la complexité des éléments de la boucle diphasique, il est nécessaire de fixer des conditions de fonctionnement. Dans notre cas, le fonctionnement de la boucle est imposé par la puissance du bouilleur (débit de vapeur) et le point de saturation au réservoir ( $p_R - T_R$ ). Le bouilleur mis en marche, ces informations au réservoir permettent de piloter le fonctionnement de la boucle diphasique (cf. protocole § 2.4.3).

### 2.2.4.c Pompe volumétrique

Le dernier élément de la ligne « condensats » est la pompe, qui assure le retour de l'eau liquide du post-condenseur N°2 (aval du réservoir) jusqu'à l'entrée du bouilleur. La figure 2.14 présente la pompe utilisée dans la boucle diphasique.

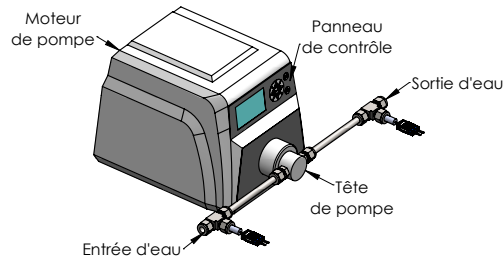


FIGURE 2.14 – Schéma représentatif de la pompe Cole-Parmer®

Cette pompe de marque Cole-Parmer®, de modèle EW-75211-70, permet régler le niveau d'eau dans ces composants. En effet, une chauffe à vide de ces composants pourrait les endommager. Cette pompe est de même type que celles utilisées dans la partie condenseur, i.e. la pompe est composée d'un moteur et d'une tête permettant d'assurer un débit continu dans la gamme de 0,6 à 4200 mL/min. Un panneau de contrôle qui permet de régler le débit manuellement.

## 2.2.5 Mise en place des éléments de la boucle et isolation

Nous venons de décrire les différents éléments constituant la boucle diphasique qui va servir de support à l'étude de la condensation en tube de type mini-canal. La suite de ce paragraphe consiste à présenter la mise place de ces éléments afin de constituer la boucle complète. Un travail complémentaire a été effectué afin d'analyser en parallèle les pertes thermiques le long de la boucle et de dimensionner les éléments nécessaires à l'isolation thermique afin de minimiser les pertes.

### 2.2.5.a Mise en place de la boucle diphasique

D'un point de vue pratique, la boucle est divisée en deux zones connectées par les tuyaux flexibles et des vannes d'arrêt permettant éventuellement d'isoler la zone proche de l'évaporateur et la zone contenant les condenseurs.

La figure 2.15 à la page 37 présente les éléments de la boucle contenant le bouilleur. On distingue donc le bouilleur puis le surchauffeur N°1, le débitmètre à effet Coriolis et une vanne d'arrêt sur la ligne « vapeur ». De la même façon, on retrouve une vanne d'arrêt puis le post-condenseur N°1, le réservoir, le post-condenseur N°2, la pompe volumétrique et le bouilleur sur la ligne « condensats ». Ils sont placés sur un châssis métallique. Cependant, tous les éléments « chauds » (bouilleur, surchauffeur, débitmètre) sont isolés de la structure métallique soit par des supports en PEEK (matière plastique à faible conductivité thermique), soit par des tiges céramiques adaptées. Le bouilleur est placé au niveau le plus bas afin que la totalité partie des condensats, sous l'effet de gravité, soit récupérée lorsque la boucle n'est pas en fonctionnement. Cela assure également d'avoir une quantité d'eau nécessaire au bouilleur lors du démarrage du système. Enfin, le débitmètre vapeur est incliné afin d'éviter l'accumulation de potentiels condensats due à la condensation de la vapeur d'eau dans sa tubulure.

Les éléments de la boucle contenant les 2 condenseurs sont présentés par la figure 2.16a à la page 37 et constituent la seconde partie de la boucle. On distingue donc successivement le surchauffeur N°2, le pré-condenseur, les 2 condenseurs en série et les 3 tubes en verre transparents. Cet ensemble est placé sur un support plan en bois. Enfin, ce support en bois lui-même est placé sur une structure rectangulaire métallique dénommée châssis aluminium. De plus, la structure métallique munie de la

deuxième partie de la boucle peut être inclinée à l'aide d'un simple dispositif de rotation, constitué de deux pièces parallélépipédique rectangle, de taille identique, qui sont connectés par un axe de pivotement (cf. figure 2.16b). Le châssis (support inférieur) est fixe, tandis que la plaque contenant une partie de la boucle diphasique est inclinable. On notera que le système ainsi réalisé peut tourner autour de l'axe de pivotement entre la position horizontale pour  $\theta = 0^\circ$  et la position verticale  $\theta = 90^\circ$ . Les résultats présentés dans ce manuscrit ont été uniquement obtenus pour la plaque positionnée à l'horizontale.

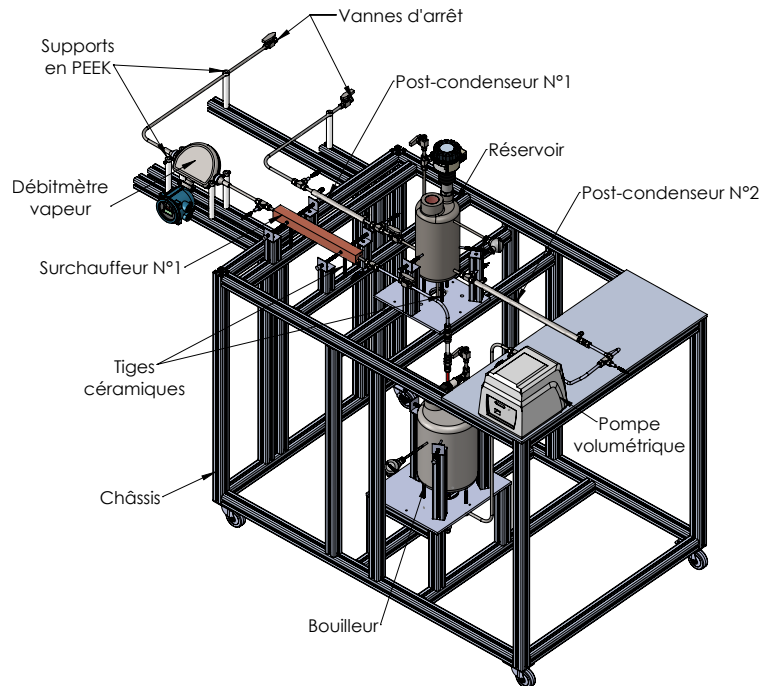
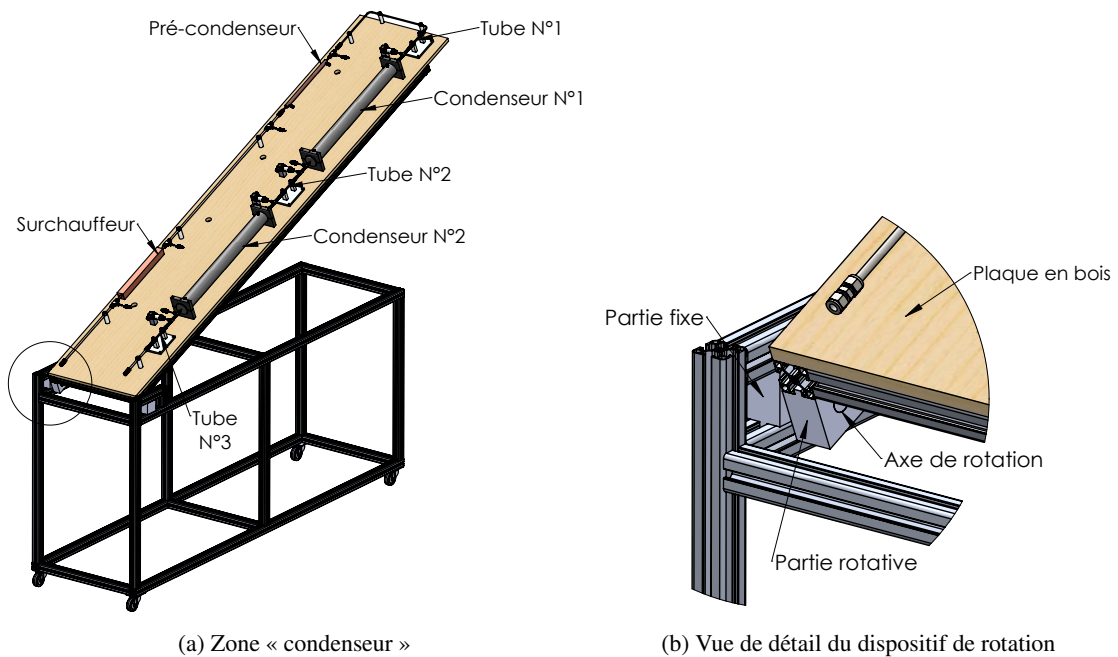


FIGURE 2.15 – Vue d'ensemble de la zone « bouilleur »



(a) Zone « condenseur »

(b) Vue de détail du dispositif de rotation

FIGURE 2.16 – Vue d'ensemble de la zone « condenseur »

### 2.2.5.b Isolation et montage final de la boucle diphasique

Afin d'avoir des conditions de fonctionnement optimales sur le plan thermique et reproductibles, le dispositif expérimental doit être recouvert d'une couche d'isolant thermique. Cela permet de réduire au maximum les pertes thermiques au niveau des éléments chauds de la boucle diphasique : le bouilleur, les surchauffeurs, la partie hydraulique du débitmètre massique, le pré-condenseur, les condenseurs, le réservoir et les conduites. Pour cela, un isolant thermique a été utilisé : il s'agit de laine de roche Insulfrax® LTX™. Pour des raisons pratiques, on a été amené à utiliser des manchons thermiques cylindriques permettant de maintenir la laine de roche mise en place.

Une évaluation de la couche d'isolant nécessaire, pour réduire les pertes thermiques du système et assurer une température de surface externe du dispositif inférieure à 30 °C, a été modélisée et permet de conclure au recours à une épaisseur d'isolant d'au moins 10 cm.

Une fois les deux parties évaporateur-condenseur connectées et isolées, tous les systèmes de métrologie peuvent être mis en place. C'est l'objet du paragraphe suivant.

## 2.3 Métrologie et visualisation

Un certain nombre de capteurs sont nécessaire le long de la boucle diphasique pour 2 objectifs différents : la première série concerne le contrôle du process de production et de circulation de la vapeur d'eau dans la boucle, ainsi que le contrôle de circulation des condensats ; la seconde série concerne plus précisément les mesures qui seront exploitées pour comprendre, analyser et identifier les régimes d'écoulements (visualisation) ainsi que les transferts lors de la phase de condensation (thermocouples, capteurs de pression). Au final, l'ensemble des mesures effectuées peuvent se regrouper en 5 catégories principales : températures, pressions, débits, niveau d'eau au réservoir et visualisation. Les techniques de mesure et l'acquisition des données sont détaillées dans les paragraphes suivants, et on précisera clairement si les mesures sont réalisées pour le process ou pour la compréhension de la condensation de la vapeur.

### 2.3.1 Mesures de température

Concernant les mesures de température, nous avons eu recours à 2 types de métrologie différente : soit des sondes à résistance, soit des thermocouples.

#### 2.3.1.a Thermométrie par sonde à résistance

La sonde à résistance fonctionne à partir d'une mesure de la résistance électrique d'un composant interne comme le montre la figure 2.17a.

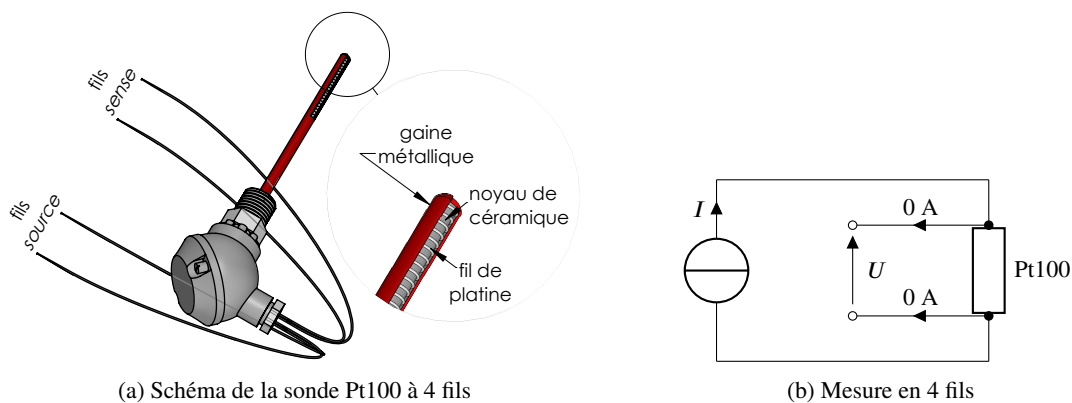


FIGURE 2.17 – Principe de thermométrie par sonde à résistance

Ce composant est constitué d'un matériel pur et homogène et se présente sous la forme d'un fil très fin bobiné autour d'un cylindre en céramique. Un étalonnage est fait à partir de la variation de la résistance électrique du composant à différentes températures. Il permet d'effectuer une lecture de la température entourant la sonde avec une précision de l'ordre de 0,1 °C. La sonde Pt100 a comme matériel interne un fil de platine avec une résistance de 100  $\Omega$  à 0 °C. Le fil de platine est très fragile et donc protégé par une gaine métallique. Sa résistance augmente avec l'augmentation de la température et est mesurée avec 4 fils. Le principe de cette technique est d'utiliser une source de courant connue et de mesurer, à distance, la tension aux bornes de la résistance (cf. figure 2.17b). Les fils de génération de courant se nomment « source » et ceux de mesure de tension « sense ». Comme aucun courant ne circule dans les fils de mesure de tension, il n'y a aucune chute de tension et, donc, aucune erreur de mesure de résistance.

Sur la boucle diphasique, des sondes Pt100 à 4 fils mesurent la température du bouilleur et celle du réservoir.

### 2.3.1.b Thermométrie par thermocouple

Le thermocouple est par définition un circuit thermoélectrique dans lequel une force électromotrice (f.é.m) est générée à partir d'un gradient de température entre deux métaux de caractéristiques thermoélectriques différentes. Cette tension de sortie, mesurée, est nommée f.é.m de Seebeck. Elle dépend uniquement des métaux utilisés comme conducteurs et des températures des jonctions du thermocouple. Ces conducteurs sont liés par deux jonctions nommées soudure chaude et soudure froide. La jonction froide, qui assure la liaison du système à l'appareil de lecture, constitue la référence. La jonction chaude est le point où la mesure est effectuée. Les thermocouples utilisés tout au long de ce travail sont de type T, qui est adapté au mieux aux mesures et précisions souhaitées. Le thermocouple de type T est composé de deux fils de cuivre et de constantan (un alliage métallique constitué principalement de cuivre et de nickel) (cf. figure 2.18a). Ces couples sont assez sensibles et seront utilisés pour effectuer les mesures locales. Ici, la liaison entre les thermocouples et la centrale d'acquisition est réalisée par des câbles de compensation. Ils ont les mêmes caractéristiques thermoélectriques que le couple, tout en étant moins onéreux du fait d'une fabrication à partir d'un matériau plus ordinaire.

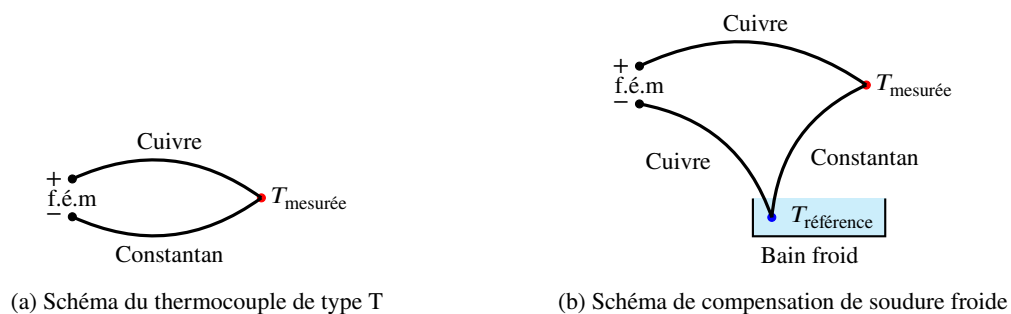


FIGURE 2.18 – Principe de thermométrie par thermocouple

Une compensation de soudure froide par bain froid thermostaté est mise en place (cf. figure 2.18b). L'objectif est d'éviter les différences de température entre les soudures froides de chaque couple, ayant une température de référence stable autre que les bornes de la carte d'acquisition. À la sortie du bain froid, le conducteur originellement en constantan est échangé par des fils de compensation identiques à celui de l'autre conducteur. Après cette étape, les fils conducteurs sont liés à des jonctions en cuivre, évitant l'occurrence de force électromotrice avec les bornes de la carte d'acquisition. Les connexions avant les bornes sont maintenues à une température identique entre elles, de

manière à éviter des erreurs supplémentaires (loi des métaux intermédiaires). Le résultat est une mesure uniquement proportionnelle à la différence de température entre la zone mesurée et la température de référence du bain froid.

Ces thermocouples de type T sont positionnés tout le long de la boucle diphasique. On en retrouve 7 sur la ligne « vapeur », 60 dans la zone « condenseur », et 5 sur la ligne « condensats ». Les thermocouples des lignes « vapeur » et « condensats » servent au suivi du process tandis que les 60 de la zone condenseur doivent permettre l'analyse des phénomènes physiques de condensation. Ces derniers sont présentés plus précisément dans le paragraphe suivant.

### 2.3.1.c Thermométrie par thermocouple au niveau de l'échangeur

Au niveau des 2 condenseurs, notre objectif est de suivre l'évolution spatiale et temporelle de la température de la vapeur. Bien évidemment, ceci est impossible par intrusion d'un capteur aussi petit soit-il, sans perturber le développement du film de condensat à la paroi interne ou des poches de vapeur au sein du tube de cuivre. Dans ces conditions, il a été décidé de procéder à une mesure de la température de la paroi externe du tube de cuivre au moyen de thermocouples dits « de paroi ». Cette technique est d'ailleurs utilisée par [41].

Ainsi, le tube externe est muni d'une première série de perforations pour insérer des thermocouples dans les chicanes. La température en paroi notée  $T_{pe}$  est donc mesurée par un thermocouple inséré dans la chicane et directement soudé sur la face externe du tube interne en cuivre. La chicane permet d'isoler le soudage et la gaine du thermocouple, de l'eau de refroidissement. La valeur de température mesurée n'est donc pas influencée par l'écoulement de l'eau de refroidissement.

De la même façon, le tube externe est muni d'une deuxième série de perforations pour insérer des thermocouples permettant d'accéder à la température de l'eau. Ces perforations sont positionnées entre les chicanes et la mesure se fait alors au milieu de la région annulaire. On notera  $T_{eau}$  la température de l'eau de refroidissement circulant dans la région annulaire à contre-courant de la vapeur.

Pour chaque condenseur, il existe 13 points de mesures locales de la température de paroi externe du tube en cuivre ( $T_{pe}$ ) et 13 points de mesures locales de l'eau de refroidissement circulant dans la région annulaire ( $T_{eau}$ ). Les thermocouples de paroi sont régulièrement espacés de 60 mm tout le long du condenseur. Il en est de même pour les thermocouples permettant la mesure de la température de l'eau de refroidissement. La figure 2.19a présente l'instrumentation des thermocouples mis en place. La figure 2.19b montre une vue plus détaillée de ce système au niveau de l'entrée du condenseur.

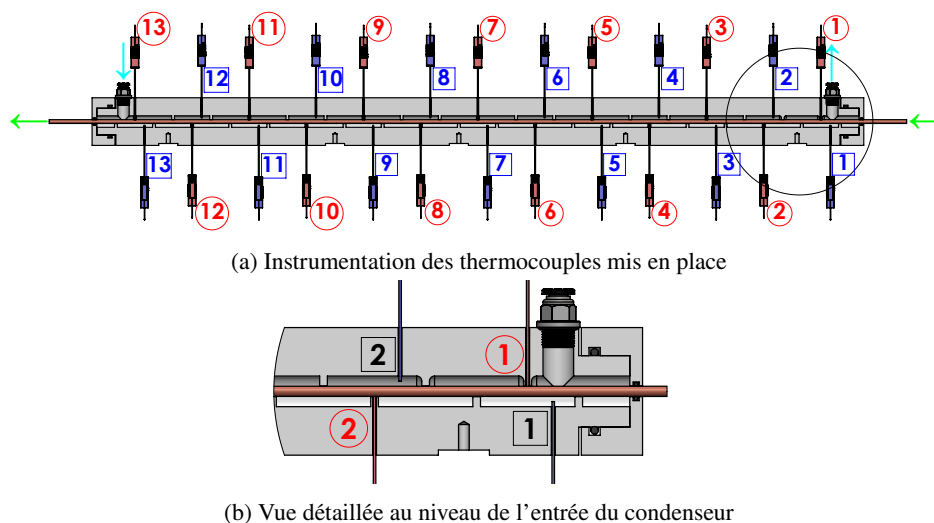


FIGURE 2.19 – Détail de placement des thermocouples

Pour compléter la métrologie sur le condenseur, on ajoute une mesure du couple température-pression de la vapeur en entrée et en sortie du condenseur. Enfin, deux thermocouples de mesure complémentaires sont positionnés sur la circulation d'eau de refroidissement, le premier sur le raccord d'entrée noté  $T_{\text{eau,e}}$  et le second sur le raccord de sortie noté  $T_{\text{eau,s}}$ , comme le montre la figure 2.20.

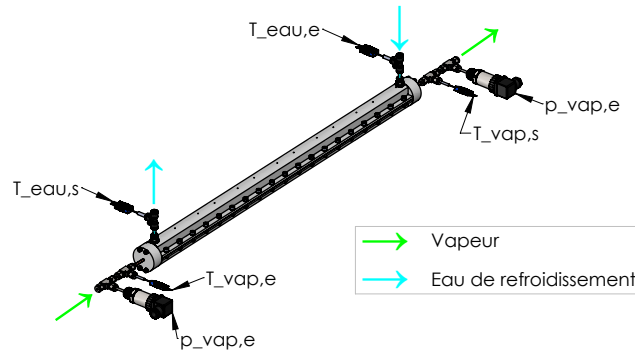


FIGURE 2.20 – Mise en place des mesures du couple pression-température en entrée et en sortie du condenseur

Au final, chaque condenseur est donc muni de thermocouples permettant la mesure des températures :

- Sur la ligne vapeur : 2 mesures, 1 température en entrée ( $T_{\text{vap,e}}$ ) et 1 température en sortie du condenseur ( $T_{\text{vap,s}}$ ).
- Sur la paroi externe du tube en cuivre : 13 mesures de température de paroi ( $T_{\text{pe}}$ ).
- Sur la circulation d'eau de refroidissement : 15 mesures, 1 température en entrée ( $T_{\text{eau,e}}$ ), 13 températures dans la zone annulaire et 1 température en sortie ( $T_{\text{eau,s}}$ ).

Toutes ces mesures doivent permettre d'établir les bilan d'énergie liée aux mécanismes de condensation au sein de chaque condenseur. L'originalité de notre démarche est d'essayer de quantifier le transfert local du changement d'état liquide/vapeur.

### 2.3.2 Mesure de pression

Le capteur de pression piézorésistif permet de mesurer la pression de la vapeur (cf. figure 2.21). La pression à mesurer est transmise à la piézorésistance fixée sur une jauge via une membrane et une huile de silicone incompressible. Sous l'effet de la pression, cet élément subit une extension minimale et modifie ainsi la résistance électrique. Cet effet est communément appelé l'effet « piézorésistif ». En fonction de son type, le capteur de pression piézorésistif mesure la pression par rapport à la référence. Le capteur de pression absolue mesure la pression par rapport au vide absolu.

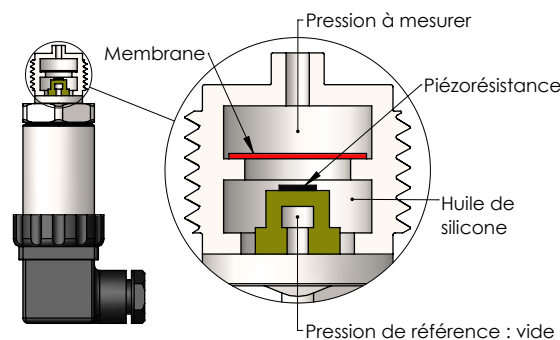


FIGURE 2.21 – Principe de fonctionnement d'un capteur de pression absolue



Les capteurs de pression utilisés dans notre étude sont de marque GE M&C, de modèle UNIK 5000. Six capteurs de pression sont positionnés tout le long de la boucle diphasique. On en retrouve 5 d'une plage de mesure de 0 à 2 bars, dont 2 placés respectivement en entrée/sortie du condenseur N°1, 2 placés respectivement en entrée/sortie du condenseur N°1 et 1 placé au niveau du réservoir. Le dernier est un capteur de plage de 0 à 4 bars, est positionné au niveau du bouilleur. La précision de ces capteurs est de 2 mbars. La pression mesurée est convertie en signal de sortie analogique proportionnel 0-10 V.

### 2.3.3 Mesure de niveau d'eau au réservoir

Le capteur capacitif de niveau permet de mesurer le niveau d'eau en continu. Il s'agit d'un boîtier contenant l'électronique qui est placé à l'extérieur du réservoir. Il est lié à une électrode métallique protégée par une isolation plastique qui plonge dans le liquide (cf. figure 2.22). L'électrode forme un condensateur avec la paroi en acier du réservoir. L'eau constitue le diélectrique. La capacité du condensateur est ainsi fonction du niveau d'eau.

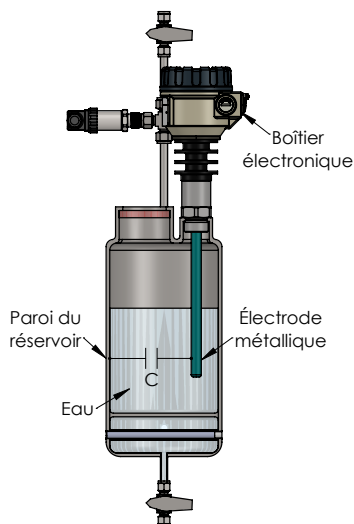


FIGURE 2.22 – Principe de fonctionnement d'un capteur capacitif de niveau

Le capteur de niveau utilisé dans notre étude est de marque NIVELCO, de modèle NIVOCAP CPR-202-4. Lorsque le réservoir est vide, une capacité initiale se crée entre l'électrode et la paroi du réservoir. Quand la sonde est recouverte par l'eau, la capacité augmente et l'écart mesuré est converti en signal de sortie analogique proportionnel 4-20 mA. La précision du capteur de niveau est de 0,3%.

### 2.3.4 Mesures de débit

Comme on l'a montré précédemment, plusieurs débitmètres sont utilisés sur ce montage pour évaluer les débits des différents fluides utilisés : 1 pour la vapeur, et 2 pour l'eau de refroidissement des condenseurs. Nous présentons dans la suite ces 2 débitmètres.

#### 2.3.4.a Débitmètre à effet Coriolis (vapeur)

En ce qui concerne le circuit principal (boucle diphasique), le débit de vapeur d'eau est mesuré par le débitmètre massique à effet Coriolis. Son principe de fonctionnement s'appuie sur le phénomène d'accélération de Coriolis. L'accélération de Coriolis est proportionnelle à la masse de fluide circulant dans le débitmètre et aux composantes de vitesse angulaire de translation. La vapeur passe à travers deux tubes parallèles dans le même sens. La vitesse de translation de la vapeur associée à

la vibration des tubes génère des composantes de vitesse angulaire, et par conséquent des forces de Coriolis. Lorsque la vapeur se déplace, l'oscillation est retardée dans la première partie du tube, tandis que le passage dans la deuxième partie engendre une accélération de ces oscillations, due à la restitution de l'énergie prélevée au départ du mouvement. Le résultat est une légère déformation du tube qui se superpose à l'oscillation de base générée par une bobine placée à la moitié du parcours (cf. figure 2.23a). Des capteurs inductifs mesurent un déphasage de l'oscillation entre l'entrée et la sortie de chaque tube (cf. figure 2.23b), correspondant à un intervalle de temps directement proportionnel au débit massique de l'écoulement.

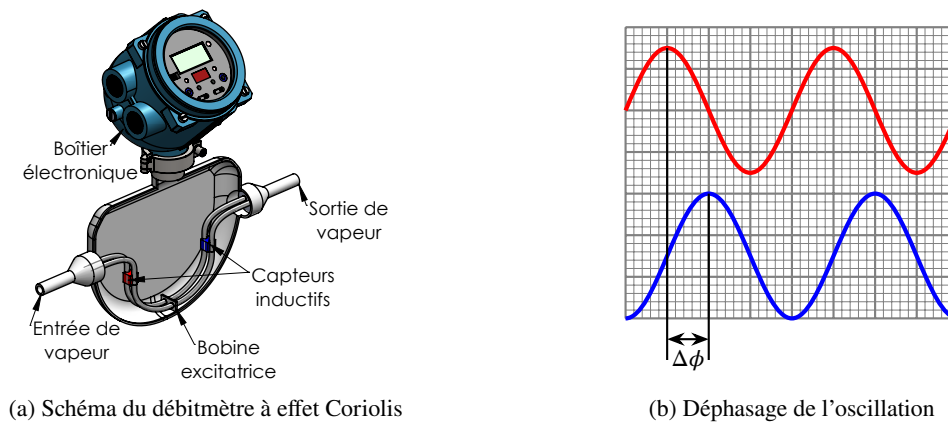


FIGURE 2.23 – Principe de fonctionnement d'un débitmètre à effet Coriolis

Le débitmètre à effet Coriolis utilisé dans notre étude est de marque Micro Motion<sup>®</sup>, de modèle CMFS010M, ayant une gamme de mesure entre 0 et 1 g/s avec une précision de 0,25% de la pleine échelle. Le débit de vapeur mesuré est converti en signal de sortie analogique proportionnel 4-20 mA.

#### 2.3.4.b Débitmètre à ultrasons (eau de refroidissement)

En ce qui concerne l'eau de refroidissement du circuit secondaire (eau de refroidissement au condenseur), le débit d'eau est mesuré à l'aide d'un instrument utilisant les ultrasons. Son principe de fonctionnement est montré par la figure 2.24.

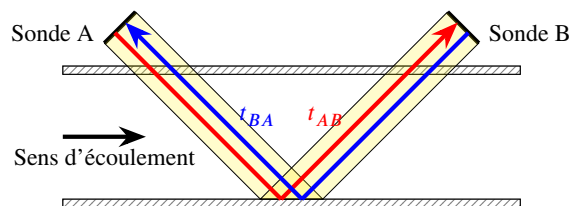


FIGURE 2.24 – Principe de fonctionnement d'un débitmètre à ultrasons

La mesure de vitesse se fait par une mesure de la différence des temps de transit de l'onde dans un fluide. Cette différence est calculée entre le temps de parcours  $t_{AB}$  d'une onde ultrasonore d'une sonde A montée en amont par rapport à une sonde B montée en aval (sens d'écoulement du fluide) et entre le temps de parcours  $t_{BA}$  d'une onde ultrasonore d'une sonde B montée en aval par rapport à une sonde A montée en amont (sens opposé). Les sondes A et B sont alternativement émettrice et réceptrice de l'onde ultrason. La différence des temps est mesurée précisément et permet de déterminer la vitesse d'écoulement du milieu. Le débit volumique est aussi déterminé en ayant rentré le diamètre de la canalisation et son épaisseur.

Les débitmètres à ultrasons utilisés dans notre étude sont de marque KEYENCE, de modèle FD-XS8, ayant une gamme de mesure entre 0 et 8000 mL/min avec une précision de 2,6 mL/min. Le débit d'eau mesuré est converti en signal de sortie analogique proportionnel 4-20 mA.

### 2.3.5 Imagerie numérique rapide par caméra haute vitesse

Comme on l'a présenté précédemment dans la description de la zone « condenseur », la boucle diphasique est munie de 3 tubes en verre transparents. Le premier permet de s'assurer que le fluide entrant dans le condenseur N°1 est de la vapeur surchauffée (visualisation à l'œil nu). Le troisième permet de s'assurer que le fluide sortant du condenseur N°2 est du liquide sous-refroidi (visualisation à l'œil nu). Enfin, le deuxième (tube d'observation) doit nous servir à visualiser l'état du mélange liquide/vapeur entre les 2 condenseurs selon les paramètres de fonctionnement de la boucle diphasique. Un dispositif de visualisation est donc mis en place sur notre montage et présenté par la figure 2.25.

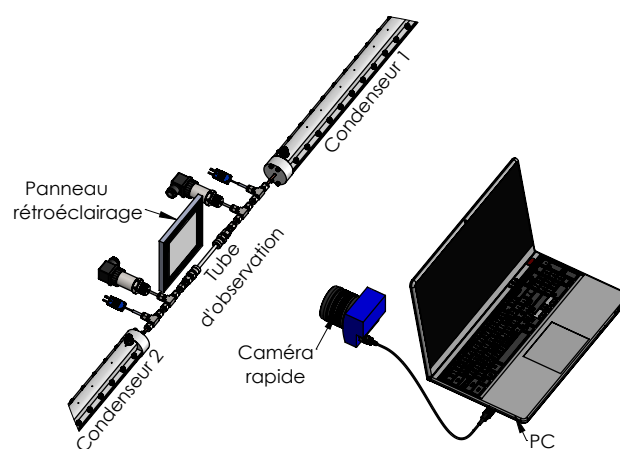


FIGURE 2.25 – Dispositif de visualisation

Ce dispositif est composé de différents éléments dont les 3 principaux sont une source lumineuse, une caméra rapide et un logiciel d'analyse d'images. Ceci doit permettre d'analyser la topologie des écoulements du mélange liquide-vapeur en condensation.

- Un panneau à rétro-éclairage LED de la taille de 100×100 mm<sup>2</sup> est placé derrière le tube d'observation qui se trouve entre les condenseurs. Le panneau est alimenté par une alimentation électrique qui permet de régler sa luminosité. Le panneau à rétro-éclairage est de marque Phlox<sup>®</sup>, de modèle LedW-Backlight-100x100.
- Une caméra rapide est placée devant le tube d'observation à une distance réglable de l'ordre de 20 cm. La caméra rapide utilisée est de marque MIKROTRON, de modèle EoSens<sup>®</sup> 4CXP. L'objectif de la caméra est de marque Nikon, de modèle AF Micro Nikkor 60 mm f/2,8.
- Le réglage et le pilotage de la caméra ainsi que l'enregistrement des images sont effectués par un logiciel spécifique installé sur le PC. Celui-ci est le logiciel EyeMotion permet également d'exporter une vidéo à partir des images enregistrées.

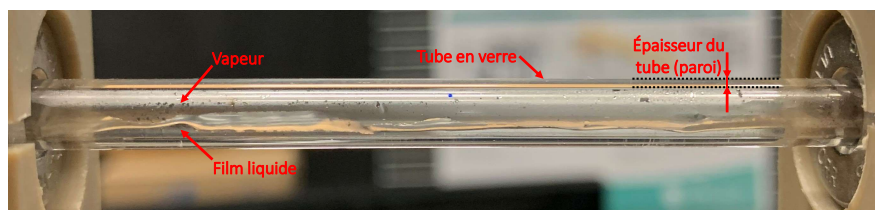
Avant de maîtriser la totalité des opérations à effectuer, il a été nécessaire de reproduire de nombreuses fois les tests de visualisation et de réglages des différents appareils du dispositif de visualisation afin de proposer des images de qualité et exploitables en vue d'analyser la topologie des écoulements du mélange liquide/vapeur qui se développe lors de la condensation. Les paramètres de configuration ont été choisis afin d'optimiser la qualité de visualisation.

De plus, le choix de fréquence d'images permet de bien capturer les phénomènes physiques qui ont lieu dans le tube d'observation. Le protocole repose sur les quelques étapes suivantes :

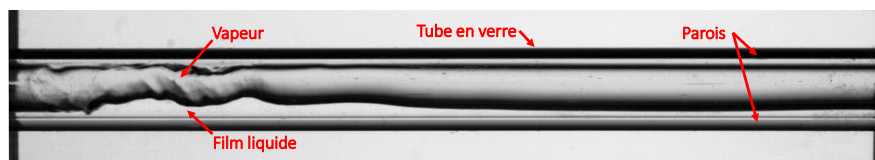
### Protocole de visualisation

- 1 Mettre en place des équipements nécessaires pour la visualisation comme indiqué par la figure 2.25.
- 2 Alimenter le panneau à rétro-éclairage en 21 V continu.
- 3 Mettre en marche le logiciel EyeMotion. Détecter la caméra MIKROTRON.
- 4 Configurer les propriétés de caméra dans le logiciel : taille de région d'intérêt (*region of interest* ou *ROI*) de 2336×432 pixels, fréquence d'images (*frame rate*) de 200 im/s, temps d'exposition de 30 secondes.
- 5 Régler l'objectif de la caméra : ouverture à f/11, mise au point sur le tube d'observation.
- 6 Démarrer l'enregistrement d'images.
- 7 Exporter la vidéo à partir des images enregistrées.

En définitive, le réglage des paramètres conduit à une précision de 43  $\mu\text{m}/\text{pixel}$ . Ainsi, le diamètre interne du tube (3 mm) est décrit par 70 pixels. Les figures 2.26a et 2.26b présentent un exemple de la visualisation réalisée respectivement à l'œil nu et par la caméra rapide.



(a) Topologie des écoulements observée à l'œil nu



(b) Topologie des écoulements observée par le système de visualisation

FIGURE 2.26 – Visualisation de la topologie des écoulements

La figure 2.26a permet de voir la circulation du fluide (ici mélange diphasique liquide-vapeur) dans le tube en verre N°2. Elle permet de voir clairement les frontières interne et externe du tube en verre. En ce qui concerne le mélange, on voit ici très nettement même à l'œil nu la circulation de vapeur au centre du tube, et le développement du film liquide de condensats le long des parois haute et basse du tube.

En ce qui concerne la visualisation par la caméra rapide, on retrouve parfaitement les parois du tube en verre : elles sont caractérisées par les lignes droites d'épaisseur de couleur noire (paroi supérieure) ou grisée (paroi inférieure). Ce résultat est dû à la diffraction non homogène de la lumière dans la paroi du tube. Malgré tout, on distingue parfaitement les frontières internes du tube, donc le fluide qui circule à l'intérieur. Là encore, la figure 2.26b montre un mélange liquide-vapeur en entrée du tube, caractérisé par la circulation de la vapeur à l'intérieur du tube et le développement d'un film liquide le long des parois. Un peu avant la sortie du tube, on constate que l'épaisseur du film liquide s'est renforcée dans la partie basse et interagit avec la zone vapeur. Ceci génère les instabilités de l'interface liquide-vapeur. Ceci démontre la faisabilité d'analyser des régimes de condensation par visualisation rapide.

### 2.3.6 Acquisition de données et programmation LabVIEW®

Les différentes mesures effectuées sur ce banc sont exploitées par un programme du logiciel LabVIEW®. Elles concernent au final les mesures de 73 températures, 6 pressions, 3 débits et 1 niveau d'eau. La figure 2.27 détaille le placement des mesures le long de la boucle diphasique. Les mesures sont matérialisées par des signes (T), (P), (D), et (N) correspondant respectivement à la température, à la pression, au débit et au niveau d'eau.

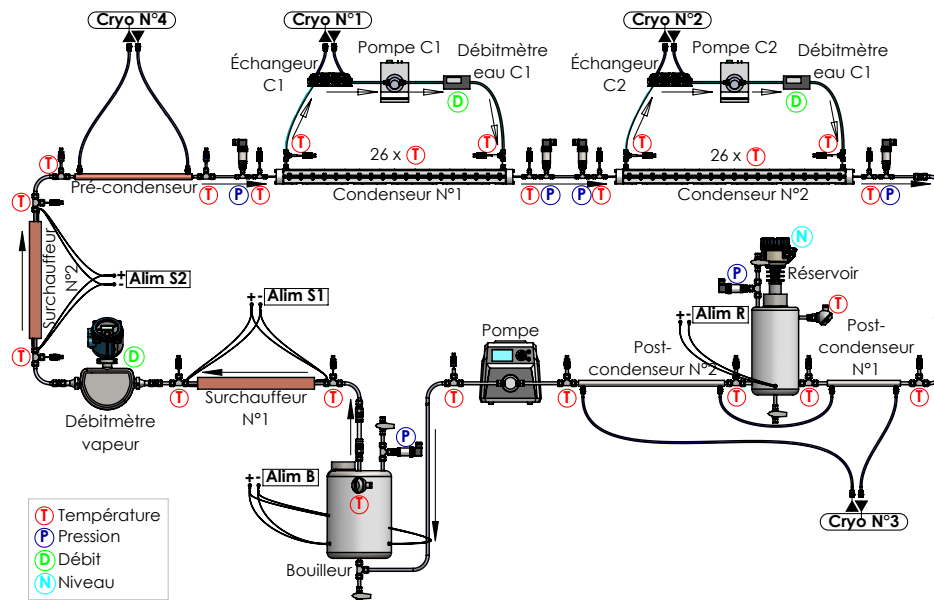


FIGURE 2.27 – Placement final des mesures effectuées

L'ensemble des mesures est collecté au moyen de 3 centrales d'acquisition HP Agilent, de modèle 34972A, équipées des cartes d'acquisition du type HP-34901A (cf. figure 2.28), comprenant 22 bornes chacune : 20 bornes mesurent la tension électrique et 2 bornes mesurent le courant électrique. L'acquisition de ces données doit se faire en temps réel pour une exploitation *a posteriori*. En raison des différents organes à piloter durant les essais expérimentaux, l'acquisition des données est centralisée sur ordinateur. Les mesures de tension et de courant sont transférées à un PC via une liaison USB, puis exploitées par un programme du logiciel LabVIEW®. La période d'acquisition utilisée est de 10 secondes correspondant à la fréquence de 0,1 Hz. En effet, les phénomènes thermiques observés sont très lents. De plus, le régime transitoire ne fait pas l'objet de notre étude.

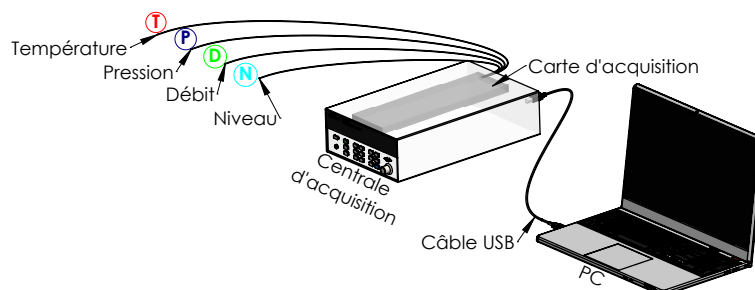
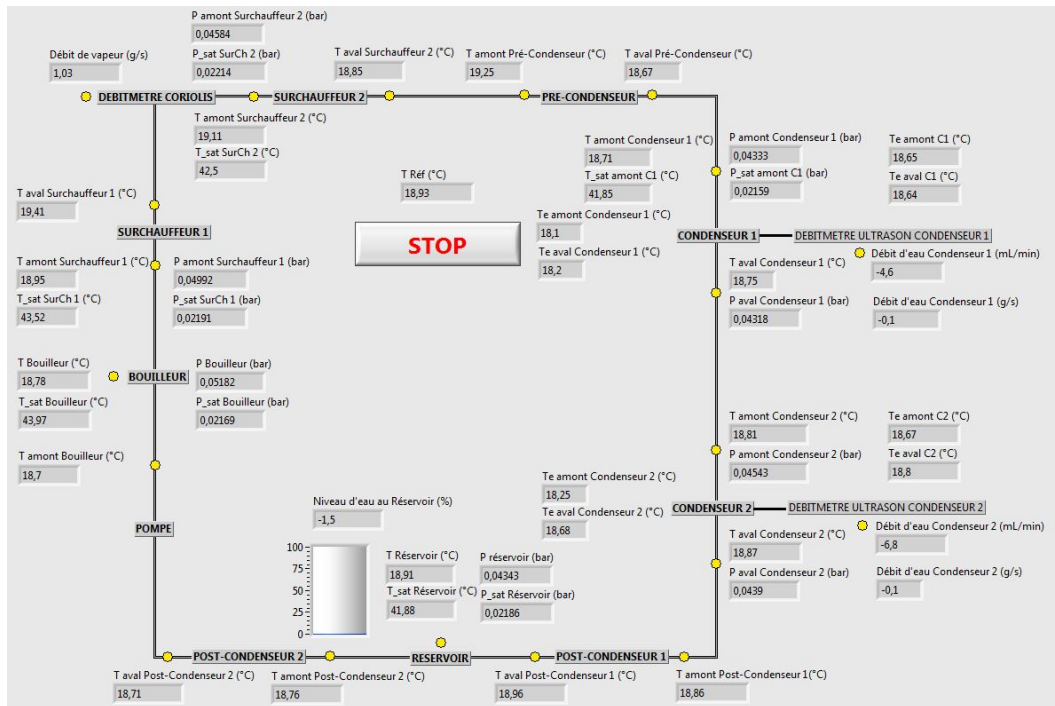
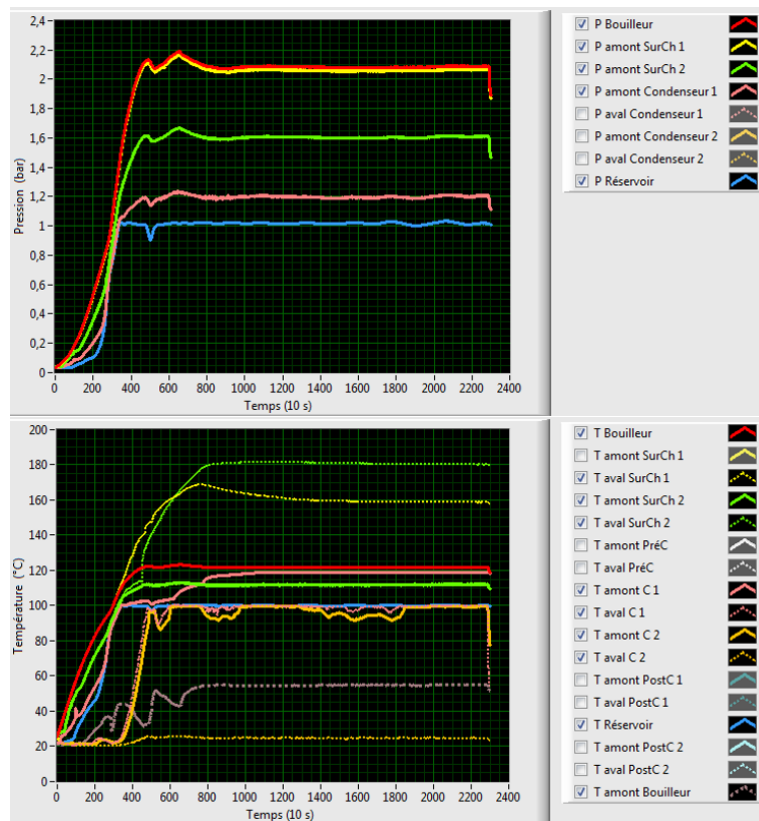


FIGURE 2.28 – Acquisition des données de mesure

Un programme développé sur LabVIEW®, nommé *BoucleDiphasiqueCondensation*, permet le contrôle visuel de l'ensemble des paramètres d'essais à l'aide d'une interface Homme-Machine graphique personnalisée comme le présente la figure 2.29.



(a) Valeurs instantanées des mesures le long de la boucle diphasique



(b) Exemple de suivi graphique en temps réel : évolution du couple pression-température

FIGURE 2.29 – Interface Homme-Machine du banc d’essais expérimental

Les figures 2.30 et 2.31 présentent donc respectivement le schéma final du dispositif expérimental complet avec toute la métrologie installée et une vue réelle du banc d’essais.

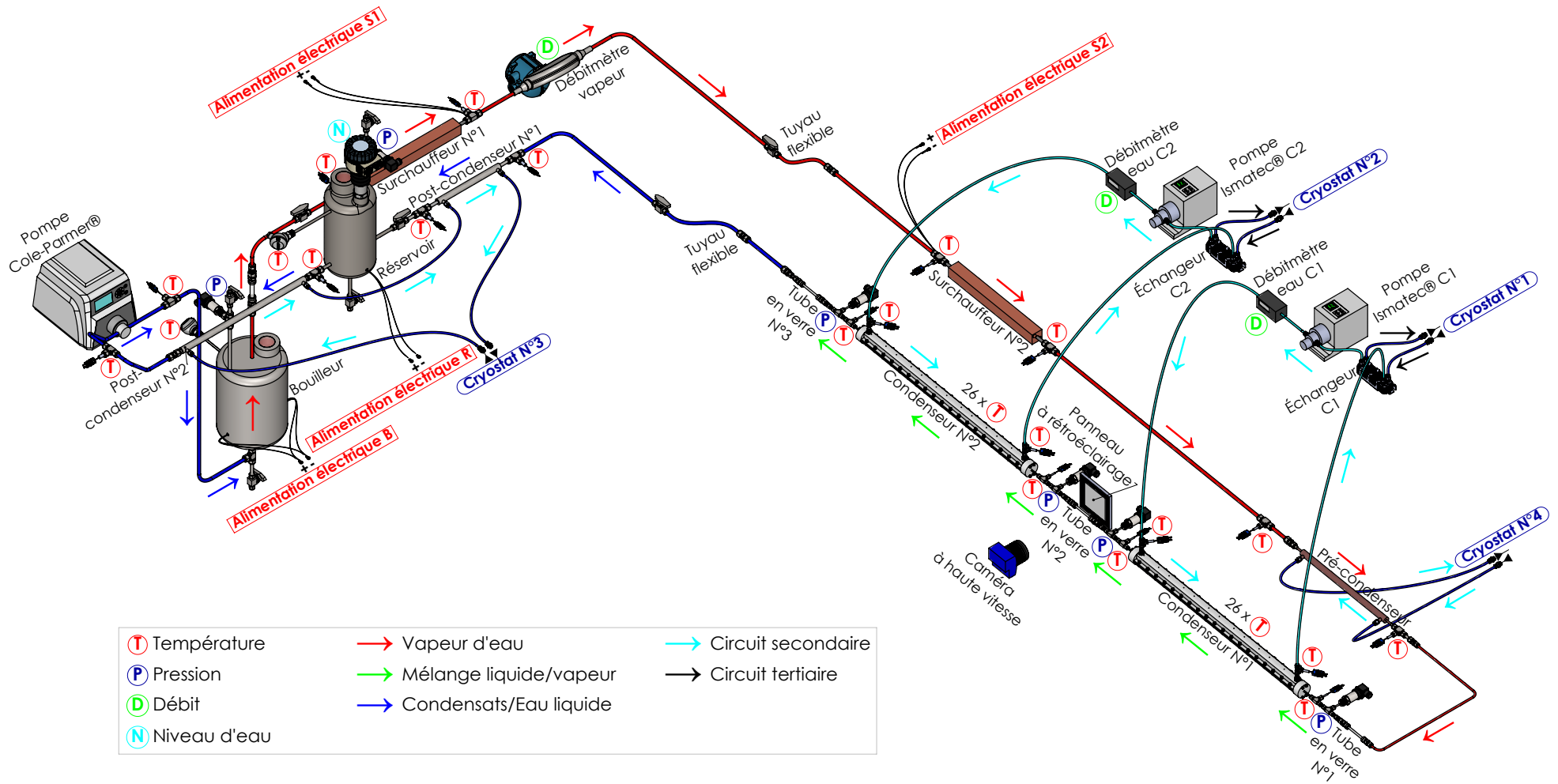


FIGURE 2.30 – Schéma descriptif du dispositif expérimental complet

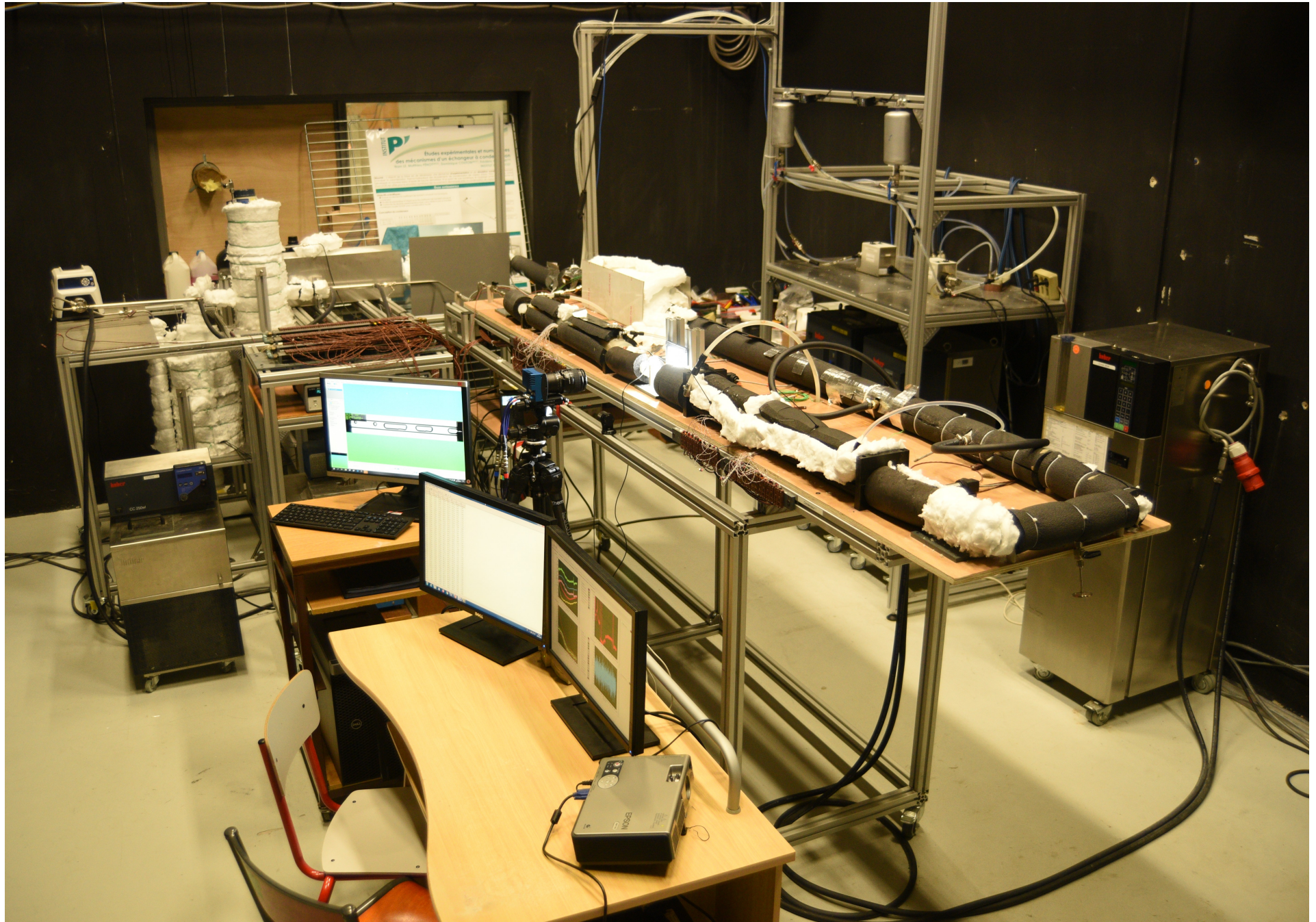


FIGURE 2.31 – Vue réelle du banc d'essai pour l'étude expérimentale des mécanismes de condensation



## 2.4 Mise en fonctionnement du banc d'essais expérimental

### 2.4.1 Mise sous vide de la boucle

Avant de mettre en fonctionnement le dispositif expérimental, la boucle diphasique doit être bien vidée. Le but de cette étape est d'assurer que l'air intérieur de la boucle est complètement évacué et que la boucle est absolument sous vide pendant une longue période. Pour ce faire, un appareil spécial, qui est muni d'une pompe à vide et d'un détecteur de fuite intégré, a été utilisé et connecté à la boucle par un raccord dédié.

Tout d'abord, la mise à vide a été effectuée au moyen de la pompe à vide sur une période de 24 heures afin d'atteindre une pression interne très basse, soit approximativement 1 mbar. Le niveau de pression à l'intérieur de la boucle peut être observé par l'écran au-dessus de l'appareil. Ensuite, la boucle a été soumise à des tests d'étanchéité effectués par l'intermédiaire du détecteur de fuite, car de petites fuites peuvent compromettre le comportement opérationnel de la boucle en laissant pénétrer des gaz non-condensables dans le système au niveau des raccords de connexion Swagelok® utilisés entre les différents éléments de la boucle. Le détecteur est très sensible car il utilise un spectromètre de masse pour détecter de très petites quantités d'hélium aspiré provenant de l'extérieur de l'enveloppe de la boucle. Le vide est considéré de bonne qualité si le détecteur de fuite d'hélium indique un taux de fuite de l'ordre de  $10^{-9}$  mbar·L/s. Il s'agit d'une mesure de la quantité de matière perdue par unité de temps, et par unité de volume.

Finalement, une fois les tests d'étanchéité effectués, l'eau déminéralisée peut être chargée dans la boucle pour la mise en fonctionnement du dispositif expérimental. Le protocole de remplissage est détaillé § 2.4.2.

### 2.4.2 Système spécifique de remplissage de la boucle diphasique

La présence d'éléments externes dans la boucle, i.e. de gaz non-condensables, pourrait modifier significativement le comportement du condenseur lors des essais expérimentaux. Afin d'éviter au mieux l'introduction non souhaitée de gaz non-condensables, un processus de remplissage par le vide a été proposé et utilisé particulièrement dans cette étude. La figure 2.32 présente la procédure du système de remplissage de l'eau.

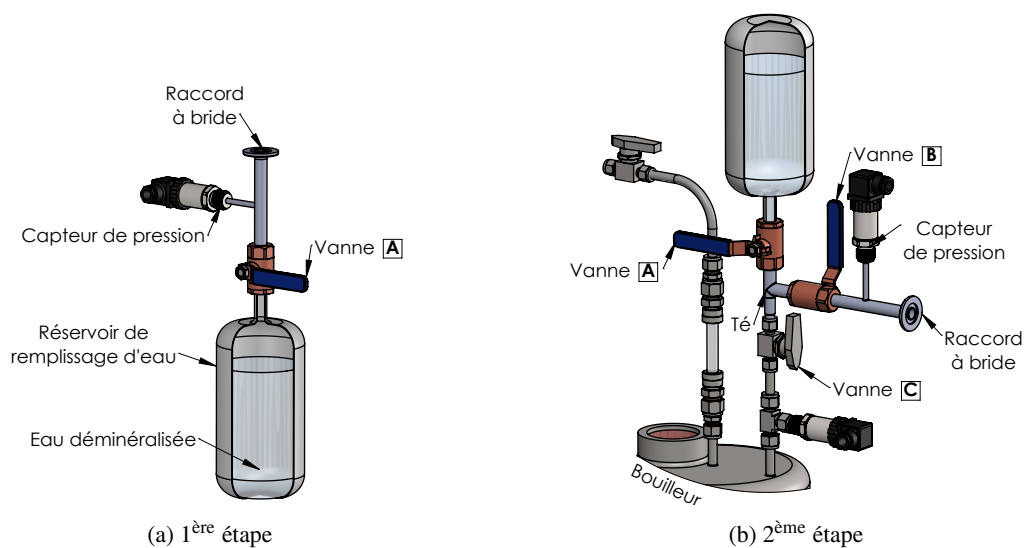


FIGURE 2.32 – Dispositif et principe de remplissage

La procédure de remplissage est constituée de deux étapes principales : chargement de l'eau déminéralisée dans un petit réservoir (1<sup>ère</sup> étape) et remplissage de l'eau à l'intérieur du système (2<sup>ème</sup> étape). De ce fait, les équipements nécessaires à cette procédure sont : une pompe à vide, un raccord dédié à la connexion à la pompe à vide, 2 vannes **A** et **B** en acier inoxydable, un Té et un petit réservoir fermé d'un volume d'un litre. Le remplissage peut se faire dans le bouilleur ou dans le réservoir. Dans notre étude, l'eau est chargée dans le bouilleur. Les protocoles des étapes se décomposent en différentes actions successives qu'il convient de respecter scrupuleusement pour réussir avec succès le chargement en eau et éviter au maximum la présence de gaz non-condensables. Les 2 procédures sont présentées en détail dans les 2 tableaux suivants.

### Protocole de la 1<sup>ère</sup> étape

**Temps de réalisation :  $\approx$  24 heures**

- 1 Mettre en place des équipements nécessaires pour la **1<sup>ère</sup> étape** comme indiqué figure 2.32a. La vanne **A** est ouverte.
- 2 Charger l'eau déminéralisée dans le réservoir (taux de remplissage de 75%  $\approx$  750 mL d'eau) et fermer la vanne **A**.
- 3 Laisser geler l'eau liquide à l'intérieur du réservoir dans un cryostat dont la température d'eau glycolée est de  $-15\text{ }^{\circ}\text{C}$  ( $\approx$  8 heures).
- 4 Une fois l'eau entièrement gelée, mettre en marche la pompe à vide. Ouvrir la vanne **A** et vider le réservoir.
- 5 Après que la mesure de pression donnée par le capteur soit stable, fermer la vanne **A**. Le vide est considéré de bonne qualité si la mesure est de l'ordre de 6,1 mbars qui est la pression de vapeur d'eau saturée à  $0^{\circ}\text{C}$ .
- 6 Chauffer le réservoir fermé dans un réservoir ouvert d'eau bouillante pour faire fondre la glace à l'intérieur et la transformer entièrement en liquide ( $\approx$  3 heures).
- 7 Répéter une nouvelle fois les actions 3–6 avant de passer à la 2<sup>ème</sup> étape ( $\approx$  12 heures).

### Protocole de la 2<sup>ème</sup> étape

**Temps de réalisation :  $\approx$  30 minutes**

- 1 Mettre en place des équipements nécessaires pour la **2<sup>ème</sup> étape** comme indiqué figure 2.32b. Les vannes **A**, **B** et **C** sont fermées.
- 2 Mettre en marche la pompe à vide. Ouvrir la vanne **B** et vider le Té.
- 3 Une fois la mesure de pression au niveau du Té donnée par le capteur stable, fermer la vanne **B**.
- 4 Chauffer légèrement la paroi supérieure du réservoir par un réchauffeur thermique afin de monter la pression dans le réservoir.
- 5 Ouvrir les deux vannes **C** et **B** respectivement. Sous l'effet de la gravité et la pression au réservoir, l'eau s'écoule rapidement dans le bouilleur.
- 6 Une fois que le réservoir est vide, fermer la vanne **C**.

Cette procédure incluant les deux étapes présentées précédemment a été répétée plusieurs fois jusqu'à ce que le taux de remplissage dans la boucle atteigne la valeur désirée. En l'occurrence, l'eau est chargée de 75% du volume du bouilleur ( $\approx$  7,5 L d'eau) afin d'assurer le bon fonctionnement de

la boucle. Pour notre banc d'essais, le temps nécessaire à cette procédure de remplissage est de 2 semaines de travail afin d'avoir suffisamment d'eau liquide dans la boucle. Une fois la boucle chargée d'eau, la pression du système est celle de la vapeur d'eau saturée à la température ambiante, soit 32 mbars à 25 °C. Une difficulté ici est de respecter toutes les étapes pour s'assurer au mieux que la phase de chargement ne s'accompagne pas de gaz non-condensables.

### 2.4.3 Protocole de mesures du banc d'essais expérimental

Le protocole d'essais consiste principalement à mettre en fonctionnement le dispositif expérimental en respectant un certain nombre d'étapes successives précises. En réalité, 4 paramètres sont essentiels, imposés directement ou indirectement par l'expérimentateur, afin de fixer les conditions de fonctionnement de la boucle diphasique :

- Le **débit de vapeur d'eau** ( $\dot{m}_{\text{vap}}$ ) : celui-ci est en fonction de la puissance de l'alimentation électrique au bouilleur ( $\mathcal{P}_B$ ).
- La **température de saturation** ( $T_{\text{sat}}$ ) : celle-ci est en fonction de la puissance de l'alimentation électrique au réservoir ( $\mathcal{P}_R$ ).
- Le **débit d'eau de refroidissement** ( $\dot{m}_{\text{eau}}$ ) dans les 2 condenseurs : celui-ci est imposé à travers le débit de la pompe ISMATEC®.
- La **température d'eau de refroidissement** à l'entrée du condenseur ( $T_{\text{eau,e}}$ ) : celle-ci est indirectement imposée à travers la température de consigne du cryostat ( $T_{\text{Cryo}}$ ).

Par ailleurs, **2 autres paramètres** sont également importants afin d'assurer la stabilisation du système :

- La **puissance aux surchauffeurs** ( $\mathcal{P}_S$ ) : celle-ci est imposée à travers la puissance de leur alimentation électrique respective.
- Le **débit de la pompe Cole-Parmer®** sur le circuit principal (boucle diphasique) : celui-ci est manuellement réglé par l'expérimentateur.

Ces paramètres de contrôle sont indiqués schématiquement sur la figure 2.33.

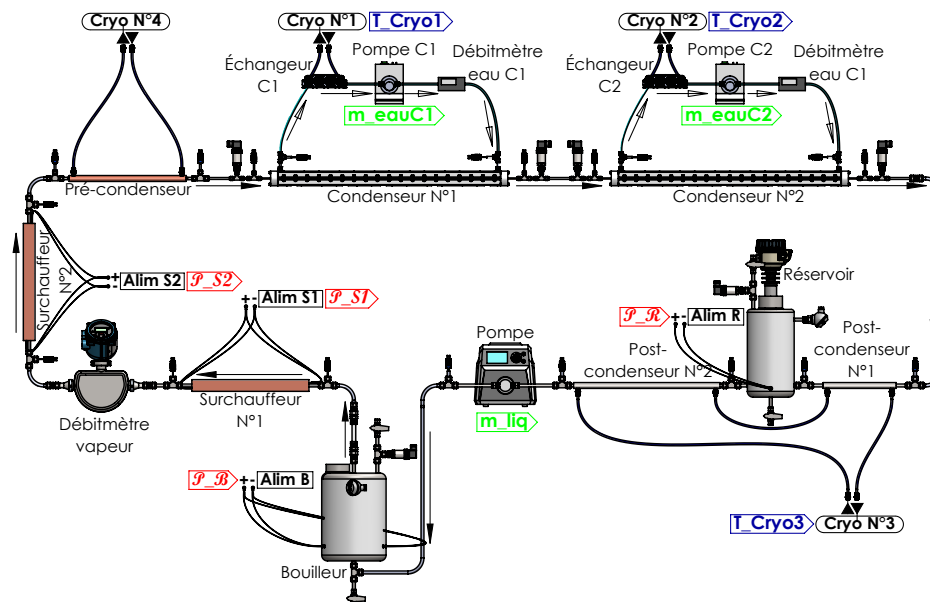


FIGURE 2.33 – Paramètres de contrôle

Un protocole de mesures du banc d'essais expérimental est proposé afin d'accélérer le temps de démarrage, tout en respectant les contraintes techniques et physiques de la boucle diphasique. Le protocole repose sur les quelques étapes suivantes, liées aux comportements physiques du système :

### Protocole de mesures

#### Préparation du cas test ( $\approx 15$ minutes)

- 1 Démarrer les centrales d'acquisition, les alimentations électriques et les cryostats. Vérifier la circulation du fluide froid des cryostats.
- 2 Définir les conditions de test, à savoir : le débit de vapeur  $\dot{m}_{\text{vap}}$ , la température de saturation  $T_{\text{sat}}$ , le débit  $\dot{m}_{\text{eau}}$  et la température  $T_{\text{eau}}$  d'eau de refroidissement. Déterminer les puissances électriques  $\mathcal{P}_B$  et  $\mathcal{P}_R$  associées au débit de vapeur.

#### Démarrage du système ( $\approx 150-180$ minutes)

- 3 Mettre en marche le programme LabVIEW® *BoucleDiphasiqueCondensation* afin de suivre en temps réel le fonctionnement complet du banc.
- 4 Imposer initialement les températures de consignes :  $T_{\text{Cryo1}} = T_{\text{Cryo2}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$  pour les condenseurs,  $T_{\text{Cryo3}} = 60 \text{ }^\circ\text{C}$  pour les post-condenseurs.
- 5 Imposer initialement le débit d'eau de refroidissement  $\dot{m}_{\text{eau,C1}} = \dot{m}_{\text{eau,C2}} \approx 300 \text{ mL/min}$  pour les condenseurs à l'aide des pompes ISMATEC®.
- 6 Imposer initialement la puissance au bouilleur  $\mathcal{P}_B = 1000 \text{ W}$  et celle des surchauffeurs  $\mathcal{P}_{S1} = \mathcal{P}_{S2} = 150 \text{ W}$ .
- 7 Imposer initialement la puissance au réservoir  $\mathcal{P}_R = 300 \text{ W}$  lorsque la température atteint  $50 \text{ }^\circ\text{C}$  au réservoir. À ce moment-là, expérimentalement la pression est de  $0,6 \text{ bar}$  au bouilleur.
- 8 Allumer la pompe Cole-Parmer® lorsque le niveau d'eau au réservoir atteint  $5\%$ . Régler le débit de la pompe afin de stabiliser le niveau d'eau dans la plage de  $5\% \pm 1\%$ .
- 9 La puissance au réservoir est réglée pour que la pression de saturation au réservoir atteigne graduellement  $1 \text{ bar}$ . C'est-à-dire :  $\mathcal{P}_R = 150 \text{ W}$  à  $0,7 \text{ bar}$ ,  $\mathcal{P}_R = 100 \text{ W}$  à  $0,9 \text{ bar}$  et  $\mathcal{P}_R \approx 75 \text{ W}$  à  $1 \text{ bar}$ .

#### Mise au point de fonctionnement ( $\approx 180$ minutes)

- 10 Lors que la pression au bouilleur atteint  $1 \text{ bar}$ , modifier les paramètres initialement imposés (étapes 4–6) par ceux définis à l'étape 2.
- 11 Lors que le débit de vapeur commence à se stabiliser, diminuer la puissance des surchauffeurs  $\mathcal{P}_{S1} = \mathcal{P}_{S2} = 100 \text{ W}$ .
- 12 Régler manuellement toutes les  $30 \text{ secondes}$  la puissance au réservoir  $\mathcal{P}_R$  et le débit de la pompe Cole-Parmer®, afin de stabiliser la température de saturation  $T_{\text{sat}}$  et le niveau d'eau au réservoir dans la plage de  $T_{\text{sat}} \pm 0,1 \text{ }^\circ\text{C}$  et  $5\% \pm 1\%$  respectivement.
- 13 Une fois l'état d'équilibre thermodynamique atteint, laisser le dispositif fonctionner pendant une période désirée.

#### Nouveau test

- 14 Un nouveau cas test peut être initié à partir de l'état stationnaire du cas précédent en changeant les paramètres définis à l'étape 2 et revenir aux étapes 12–13.

#### Exploitation des données et arrêt

- 15 Arrêter le programme LabVIEW®. Toutes les données ont été enregistrées dans un fichier de résultat et permettront une exploitation *a posteriori*.
- 16 Finalement, arrêter toutes les alimentations électriques. Laisser fonctionner les deux cryostats N°1 et N°2 ( $T_{\text{Cryo1}} = T_{\text{Cryo2}} = 20 \text{ }^\circ\text{C}$ ) pendant  $30 \text{ minutes}$  afin de refroidir le banc d'essais expérimental.

Ce protocole a été reproduit de nombreuses fois avant de maîtriser la totalité des opérations à effectuer. En effet, les paramètres initialement imposés dans les étapes 3–9 reposent sur des expériences de l'expérimentateur. Son objectif est d'optimiser le temps de démarrage afin d'atteindre l'état d'équilibre thermodynamique du système. Une difficulté ici est de respecter toutes les étapes, en particulier l'étape 12, afin de s'assurer au mieux que le système est en état d'équilibre. Le comportement de la boucle, en application de ce protocole, sera détaillé § 2.5.3. En définitive, ce protocole sera mis en place dans une configuration de référence comme dans tous les tests effectués et exploités par la suite.

## 2.5 Fonctionnement du système pour une configuration de référence

Désormais tous les éléments de métrologie, de contrôle ainsi que des protocoles de mesure sont en place pour faire fonctionner la boucle diphasique et en particulier la condensation de vapeur au niveau des deux condenseurs. On se propose ici de montrer la réponse de la boucle pour une configuration de référence, c'est-à-dire pour un jeu de paramètres de fonctionnement. On présente successivement dans ce paragraphe des aspects théoriques puis les conditions de la configuration de référence, avant d'analyser les réponses de la boucle à ces conditions.

### 2.5.1 Aspect thermodynamique des changements de phase du fluide

Le fonctionnement d'une boucle diphasique repose sur une circulation en boucle fermée d'un fluide caloporteur transférant de l'énergie par changement de phase. Le cycle thermodynamique de notre dispositif expérimental est décrit et présenté dans le diagramme entropique ( $T, s$ ), comme le montre la figure 2.34.

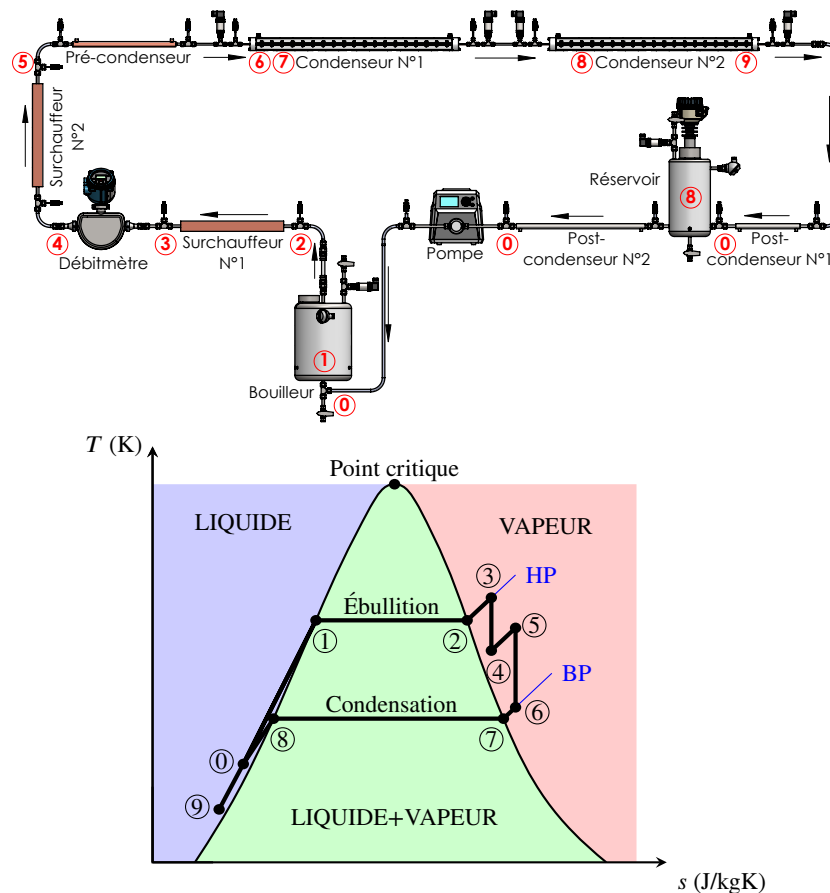


FIGURE 2.34 – Diagramme entropique idéal de la boucle diphasique

Ce diagramme représente la température du fluide en fonction de l'entropie massique. Les courbes d'ébullition et de rosée partagent comme extremum le point critique. L'espace liquide (zone bleue) se trouve à gauche de la courbe d'ébullition. L'espace vapeur (zone rouge) se trouve à droite de la courbe de rosée. Au delà du point critique, le fluide est supercritique. Les courbes isobares sont matérialisées en bleu pour la haute pression (HP) et la basse pression (BP).

La figure 2.34 présente également l'état du fluide aux différents points numérotés de ① à ⑨ le long de la boucle diphasique. Dans le cycle idéal, les pertes thermiques sont négligées.

- Initialement l'eau est dans le bouilleur. Ce dernier permet de chauffer l'eau d'un état sous-refroidi à un état de saturation au bouilleur (①–②). L'eau liquide se transforme en vapeur d'eau (②–③) et l'ébullition a lieu à pression-température constantes. La vapeur se surchauffe par le surchauffeur N°1 avant d'entrer dans le débitmètre à effet Coriolis (③–④).
- En raison de la perte de charge importante au niveau du débitmètre, la température de vapeur est réduite verticalement (④–⑤) car ce processus est adiabatique ou isentropique. La vapeur continue de se surchauffer une nouvelle fois par le surchauffeur N°2 avant d'entrer dans le condenseur N°1 (⑤–⑥). En raison de la perte de charge importante le long de la conduite, la vapeur voit sa température de vapeur diminuer de manière isentropique (⑥–⑦). La vapeur reste surchauffée à l'entrée du condenseur N°1 au point ⑦.
- Ensuite, au niveau des condenseurs, la vapeur se désurchauffe (⑦–⑧) puis se condense totalement jusqu'au point ⑧ à l'état de liquide saturant. Comme l'ébullition, la condensation a également lieu à pression-température constantes. Une fois condensé, le fluide est sous-refroidi (⑧–⑨).
- Le post-condenseur N°1 permet de fixer la température du fluide en entrée du réservoir (⑨–①). Le réservoir préchauffe le fluide jusqu'à une température de saturation fixée (①–⑧), cela permet de fixer le point de fonctionnement du système au point ⑧. Le fluide continue d'être sous-refroidi au niveau du post-condenseur N°2 avant d'entrer dans le bouilleur (⑧–①), et le cycle continue.

À partir du diagramme entropique idéal de la boucle diphasique, il est constaté que les surchauffeurs jouent un rôle important en prévenant la condensation partielle de la vapeur d'eau au débitmètre et à l'entrée du condenseur N°1. La principale raison pour laquelle la vapeur est partiellement condensée est la perte de charge. Cela ne peut pas être évité dans une conduite longue, ce qui nous oblige à disposer du surchauffeur N°2.

## 2.5.2 Définition de la configuration de référence

Afin de comprendre le fonctionnement de la boucle diphasique mise en place et présentée dans les paragraphes précédents, nous proposons de fixer un point de fonctionnement que nous appellerons « configuration de référence ». Il s'agit d'identifier et d'analyser la réponse de la boucle à une première mise en chauffe au niveau du bouilleur et comprendre comment s'effectuent alors la source chaude (bouilleur) et la source froide (eau de refroidissement dans les deux condenseurs) de la boucle diphasique.

Le tableau 2.1 présente les paramètres mis en jeu pour notre configuration de référence. Ces paramètres servent donc de référence pour notre étude, et les résultats expérimentaux obtenus sont alors présentés dans les paragraphes suivants.

Paramètres	Valeur
<b>Bouilleur</b>	
Puissance de l'alimentation électrique, $\mathcal{P}_B$	1400 W
<b>Réservoir</b>	
Température de saturation, $T_{\text{sat}}$	100 °C
<b>Condenseur N°1</b>	
Température de consigne du cryostat N°1, $T_{\text{Cryo1}}$	20 °C
Débit d'eau de refroidissement, $\dot{m}_{\text{eau}, C1}$	$\approx 300$ mL/min
<b>Condenseur N°2</b>	
Température de consigne du cryostat N°2, $T_{\text{Cryo2}}$	20 °C
Débit d'eau de refroidissement, $\dot{m}_{\text{eau}, C2}$	$\approx 300$ mL/min
<b>Surchauffeurs</b>	
Puissance de l'alimentation électrique, $\mathcal{P}_{S1} = \mathcal{P}_{S2}$	100 W

TABLEAU 2.1 – Paramètres de la configuration de référence

### 2.5.3 Réponses temporelles de la boucle diphasique

La boucle diphasique est donc initialement à l'état d'équilibre avec le milieu ambiant, i.e. à la température de la salle d'essais climatisée, soit 25 °C. Dans ces conditions de température, la pression de la boucle est celle de la vapeur d'eau saturée à 25 °C, soit 0,032 bar. Les puissances électriques sont alors imposées au système en respectant le protocole présenté § 2.4.3. L'évolution temporelle des paramètres de contrôle du système (la température, la pression, le débit de vapeur et le niveau d'eau au réservoir) à partir de l'instant du démarrage de la mise en chauffe  $t = 0$  est présentée sur la figure 2.35. Nous ne présentons que les mesures importantes qui permettent d'une part, d'expliquer les mécanismes de transfert de chaleur au sein de chaque zone du système, et d'autre part le fonctionnement de la boucle.

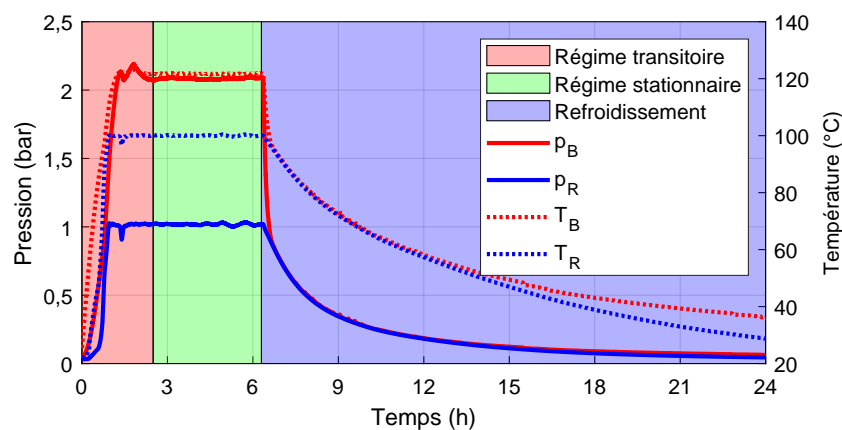


FIGURE 2.35 – Évolution temporelle du couple pression-température de vapeur

À partir de l'évolution des mesures, le comportement temporel de la boucle peut se diviser en 3 phases consécutives :

- Le système présente une première phase au cours de laquelle le couple pression-température augmente à partir de leurs valeurs initiales. Cette phase dure 2 heures 30 minutes (150 minutes) et correspond à la phase transitoire, représentée par la zone rouge dans la figure 2.35.
- Au-delà de 150 minutes, les valeurs de mesure semblent être stabilisées, quasi constantes, ce qui correspond à la phase stationnaire d'équilibre thermodynamique, représentée par la zone verte. Elle perdure ici durant 3 heures 50 minutes (230 minutes). Le fonctionnement de la boucle est donc stable.

- L'arrêt des essais expérimentaux est programmé 6 heures 20 minutes (380 minutes) après le démarrage de la mise en chauffe. Le système passe par la phase de refroidissement, représentée par la zone bleue, au cours de 17 heures 40 minutes.

Si ces premiers résultats permettent d'appréhender le comportement global de la boucle diphasique en réponse aux sollicitations thermiques, nous nous interrogeons sur les mécanismes physiques qui sont liés aux paramètres thermodynamiques suivants. Pour la ligne vapeur : état de la vapeur au bouilleur  $p_B - T_B$ , débit de la vapeur  $\dot{m}_{vap}$ , état du liquide au réservoir  $p_R - T_R$  et niveau d'eau au réservoir  $h_{eau}$ . Pour le circuit d'eau de refroidissement : température d'eau  $T_{eau, e/s}$  et débit d'eau  $\dot{m}_{eau, e/s}$  à l'entrée/sortie du condenseur. D'ailleurs, le comportement de la boucle dépend des sollicitations thermiques qui ont été imposées au système en respectant le protocole présenté § 2.4.3. Il s'agit des puissances électrique au bouilleur  $\mathcal{P}_B$  et aux surchauffeurs  $\mathcal{P}_S$  pour la ligne vapeur ; et la température de consigne du cryostat  $T_{Cryo}$  et le débit d'eau  $\dot{m}_{eau}$  pour le circuit d'eau de refroidissement.

On peut suivre aussi l'évolution du débit de vapeur d'eau  $\dot{m}_{vap}$  circulant dans la boucle diphasique (cf. figure 2.36). On constate également que la phase de stabilité décrite par le couple pression-température (cf. figure 2.35) correspond parfaitement à la zone de stabilité du débit de vapeur. Sur cet exemple, le débit est de l'ordre de 0,52 g/s.

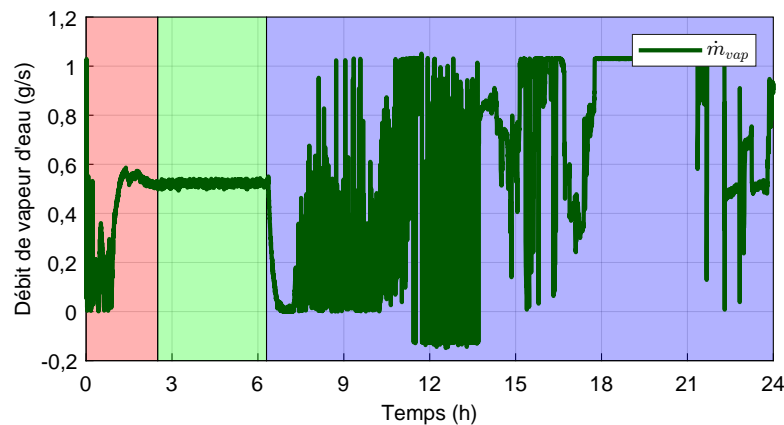


FIGURE 2.36 – Évolution temporelle du débit de vapeur

Enfin la figure 2.37 montre l'évolution temporelle du niveau d'eau  $H_{eau}$  dans le réservoir. On observe une stabilité relative dans la zone temporelle entre 2 heures 30 minutes et 6 heures 20 minutes. Dans ce cas, le niveau d'eau dans le réservoir est de l'ordre de 5%.

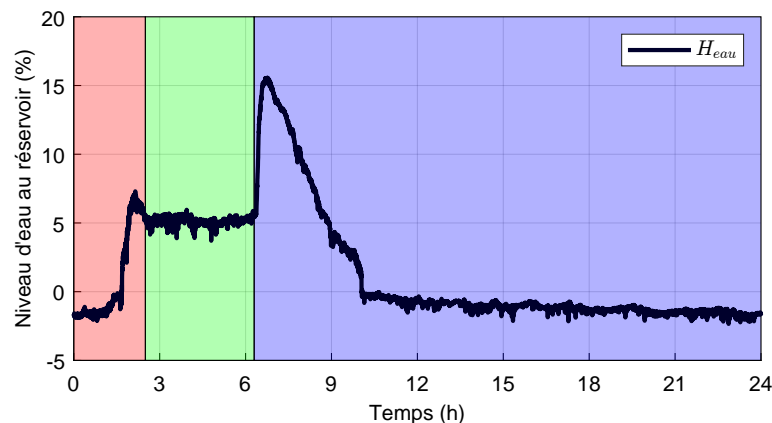


FIGURE 2.37 – Évolution temporelle du niveau d'eau au réservoir



### 2.5.3.a Phase transitoire

Dans la phase transitoire, le comportement de la boucle est lié aux sollicitations thermiques imposées aux différents moments. Nous proposons d'analyser plus finement la phase transitoire afin d'appréhender les mécanismes physiques qui y sont impliqués. Le comportement de la boucle peut être expliqué en fonction des instants de sollicitations thermiques présentés dans le tableau 2.2.

Instant	Sollicitation thermique
<b>Démarrage du système</b> $t_0 = 0$	$\mathcal{P}_B = 1000 \text{ W}; \mathcal{P}_{S1} = \mathcal{P}_{S2} = 150 \text{ W}$ $T_{\text{Cryo}1} = T_{\text{Cryo}2} = 20 \text{ }^\circ\text{C}; T_{\text{Cryo}3} = 60 \text{ }^\circ\text{C}$ $\dot{m}_{\text{eau}C1} = \dot{m}_{\text{eau}C2} = 300 \text{ mL/min}$
<b>Accélération des paramètres</b> $t_1 = 35 \text{ min}$	$\mathcal{P}_R = 300 \text{ W}$
<b>Fixation de <math>\dot{m}_{\text{vap}}</math></b> $t_2 = 48 \text{ min}$	$\mathcal{P}_B = 1400 \text{ W}; \mathcal{P}_R = 150 \text{ W}$
<b>Fixation de l'état de saturation</b> $t_3 = 57 \text{ min}$	$\mathcal{P}_R \approx 75 \text{ W}$
<b>Fixation de <math>T_{\text{vap,e}C1}</math></b> $t_4 = 90 \text{ min}$	$\mathcal{P}_{S1} = \mathcal{P}_{S2} = 100 \text{ W}$

TABLEAU 2.2 – Sollicitations thermiques dans la phase transitoire

La figure 2.38 rappelle les mesures effectuées tout le long de la boucle diphasique.

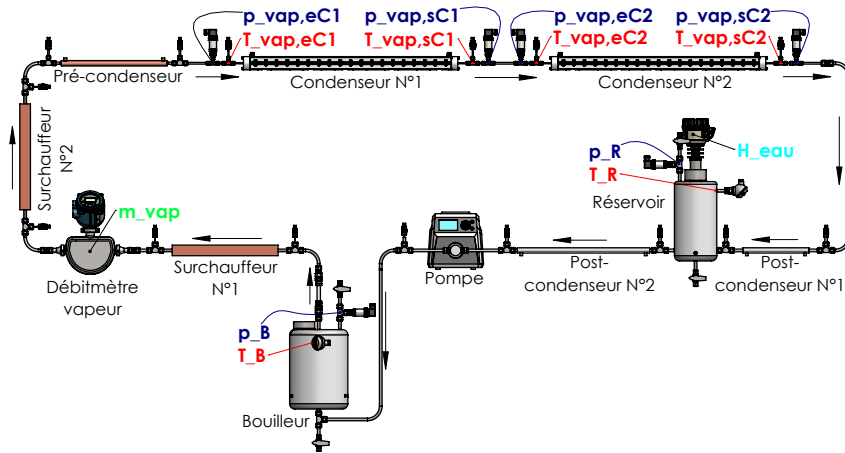


FIGURE 2.38 – Rappels des paramètres de pilotage et de « contrôle » de la boucle

Sur cette figure on notera 2 types de paramètres :

- Les paramètres de pilotage de la boucle diphasique : le couple pression-température  $p_B - T_B$  au bouilleur et le débit de vapeur  $\dot{m}_{\text{vap}}$  qui sont une conséquence de la puissance imposée au bouilleur ; le couple pression-température  $p_R - T_R$  au réservoir et le niveau d'eau  $H_{\text{eau}}$  qui sont une conséquence de la puissance imposée au réservoir. Le réglage de ces 2 paramètres induit un point de fonctionnement particulier qu'il est possible de modifier selon les besoins.
- Les paramètres de « contrôle » de la boucle situés au niveau des condenseurs. Il s'agit des couples pression-température respectivement en entrée du condenseur N°1 noté  $p_{\text{vap,e}C1} - T_{\text{vap,e}C1}$ , en sortie du condenseur N°1 noté  $p_{\text{vap,s}C1} - T_{\text{vap,s}C1}$ , en entrée du condenseur N°2 noté  $p_{\text{vap,e}C2} - T_{\text{vap,e}C2}$  et en sortie du condenseur N°2 noté  $p_{\text{vap,s}C2} - T_{\text{vap,s}C2}$ . Les informations recueillies permettent de suivre la réponse de la boucle aux sollicitations du bouilleur et du réservoir et évaluer alors le degré de stabilité du système au cours du temps.

La phase transitoire débute à partir de l'instant  $t = 0$  jusqu'à l'instant  $t = 150$  minutes, comme le montre figure 2.39. Cette figure présente l'évolution des paramètres thermodynamiques en fonction du temps : pression, température, débit de vapeur et niveau d'eau au réservoir. Les instants de sollicitations thermiques de  $t_0$  à  $t_4$  sont repérés par des lignes discontinues à la verticale.

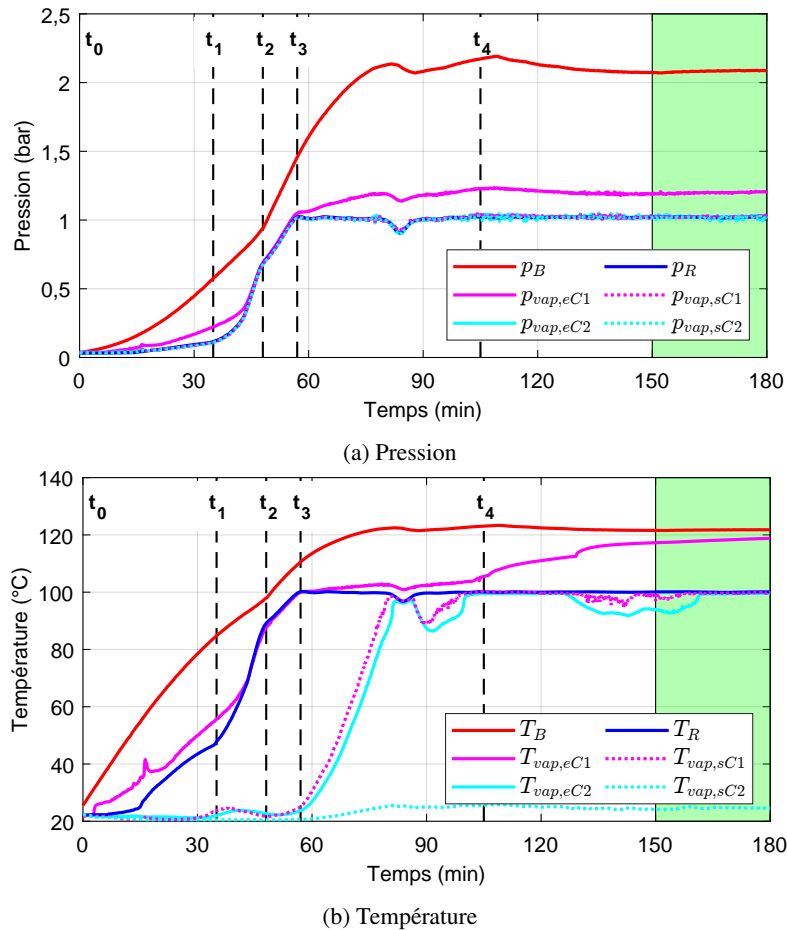


FIGURE 2.39 – Évolution du couple  $p - T$  de vapeur (régime transitoire)

Au bouilleur, les mesures sont matérialisées par une courbe rouge. L'apport thermique par effet Joule à l'instant  $t_0$  engendre une augmentation significative du couple pression-température. À l'instant  $t_2$ , la puissance électrique augmente de 1000 W à 1400 W, la pente des courbes du couple pression-température devient plus raide avant que l'état d'équilibre soit atteint à l'instant  $t = 150$  minutes.

Au réservoir, les mesures sont matérialisées par une courbe bleue. Le couple pression-température augmente très peu dans les 15 premières minutes. Ensuite, la température au réservoir augmente rapidement jusqu'à 50 °C à l'instant  $t_1$ . Cela s'explique par l'augmentation de la température aux deux post-condenseurs. En effet, le cryostat N°3 nécessite 30 minutes pour voir sa température augmenter de la température ambiante à la température de consigne, soit 60 °C. À l'instant  $t_1$ , le réservoir subit une sollicitation thermique importante. Sa pression et sa température augmentent pour rattraper l'état de saturation au bouilleur. À l'instant  $t_2$ , la puissance au réservoir est réglée pour diminuer progressivement jusqu'à ce que l'état de saturation désiré soit atteint à l'instant  $t_3$ . À partir de l'instant  $t_3$ , la puissance est minutieusement réglée afin de maintenir l'état de saturation au réservoir.

Ces figures présentent également le couple pression-température de vapeur en entrée et en sortie des deux condenseurs. Au condenseur N°1, les mesures en entrée sont matérialisées par une courbe

continue de couleur rose, et les mesures en sortie sont matérialisées par une courbe pointillée de la même couleur. En entrée du condenseur N°1, il est clair que la vapeur prend un certain temps pour être bien surchauffée. Cela s'explique par les mécanismes de transfert thermique aux surchauffeurs qui sont effectués par la conduction thermique dans le cuivre et la convection forcée de la vapeur d'eau. Le surchauffeur nécessite un certain temps pour monter en température vu que son inertie est grande. De plus, la convection forcée est imposée à partir de l'instant  $t_3$  quand le débit de vapeur commence à monter et être stabilisé. À partir de l'instant  $t_4$ , la température de vapeur augmente tandis que sa pression reste stable, ce qui montre que la vapeur est bien surchauffée. En sortie du condenseur N°1, à partir de l'instant  $t_3$ , la température du liquide commence à augmenter pour atteindre la stabilisation. Une tendance similaire est également observée pour le condenseur N°2, avec les mesures matérialisées par des courbes de couleur cyan.

La figure 2.40 présente l'évolution en fonction du temps du débit de vapeur d'eau et niveau d'eau au réservoir en régime transitoire. Avant l'instant  $t_1$ , le débitmètre à effet Coriolis donne une mesure erronée : le surchauffeur n'étant pas encore en fonctionnement, la vapeur issue du bouilleur s'est refroidie et même probablement condensée en grande partie au sein même du débitmètre ; dans ces conditions, ce n'est plus de la vapeur pure qui traverse le débitmètre, mais au mieux un mélange liquide-vapeur, au pire du liquide : dans ce cas, le débitmètre ne fournit pas une information cohérente car il est étalonné uniquement pour une circulation de vapeur pure. En effet, le surchauffeur nécessite un certain temps pour augmenter en température. Une fois la vapeur bien surchauffée, le débit monte progressivement à partir de l'instant  $t_3$  pour arriver à une valeur stable.

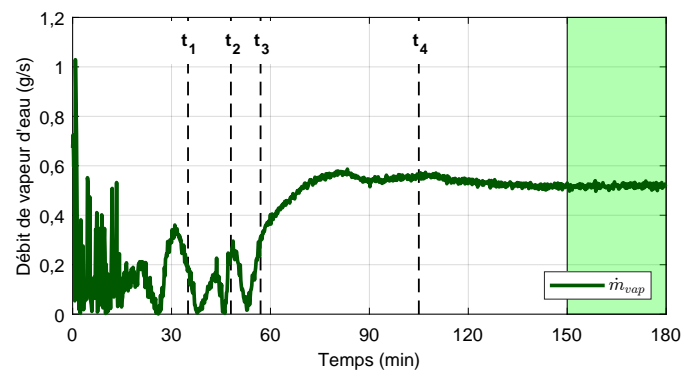


FIGURE 2.40 – Évolution du débit de vapeur (régime transitoire)

En ce qui concerne le niveau d'eau au réservoir (cf. figure 2.41), les mesures négatives données par le capteur de niveau montrent que le niveau d'eau est au-dessous de l'extrémité du capteur. Quand le niveau d'eau augmente rapidement à partir de l'instant  $t_4$ , le niveau doit être stabilisé par la mise en marche de la pompe. Cela permet d'assurer l'état d'équilibre thermodynamique du système.

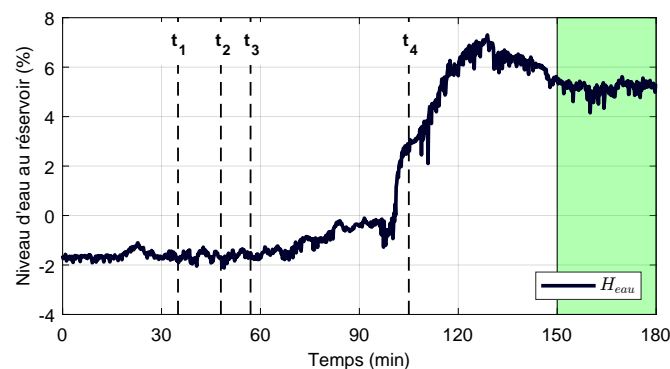


FIGURE 2.41 – Évolution du niveau d'eau au réservoir (régime transitoire)

Le protocole a pour principe de minimiser le temps d'attente et d'arriver le plus rapidement possible à la phase stationnaire, tout en respectant les contraintes physiques et techniques du système. Il existe différentes manières d'atteindre cet objectif et le protocole proposé a été défini afin d'optimiser le temps, le mieux adapté à notre système. La Foire aux Questions (FAQ) ci-dessous permet de répondre aux interrogations fréquentes sur le protocole mis en jeu dans la phase transitoire.

#### **FAQ Mise en fonctionnement de la boucle diphasique**

##### ***Q1 Pourquoi une puissance de 1000 W est-elle imposée au bouilleur au démarrage ?***

R1 Le bouilleur sert à chauffer l'eau liquide et la faire évaporer sous l'effet Joule. Une puissance électrique importante de 1000 W permet d'atteindre rapidement l'état d'équilibre thermodynamique dans un délai raisonnable.

##### ***Q2 Est-il possible d'imposer une autre puissance différemment à 1000 W au bouilleur à l'instant du démarrage ?***

R2 Oui, tant que l'écart de pression entre le bouilleur et le réservoir ne dépasse pas 0,5 bar à basse pression. Car cela permet d'assurer le bon fonctionnement de la pompe à basse pression. Une puissance trop importante pourrait générer des difficultés pour le réglage de la puissance au réservoir. En revanche, une puissance trop faible pourrait allonger la phase transitoire, ce qui est indésirable.

##### ***Q3 Pourquoi une puissance est-elle imposée au réservoir 35 minutes plus tard ?***

R3 Sous l'effet de la gravité, l'eau s'écoule lentement du réservoir, à travers la pompe, vers le bouilleur. Avant les essais, la plupart de l'eau liquide de la boucle se trouve au bouilleur. Alors, le niveau d'eau au réservoir n'est pas suffisant au démarrage. La mise en puissance à ce moment-là pourrait surchauffer la vapeur d'eau au réservoir et abîmer la cartouche chauffante en conséquence. Une attente de 35 minutes ou plus permet donc de faire le niveau d'eau.

##### ***Q4 Est-il possible d'imposer la puissance au réservoir plus tôt ou plus tard ?***

R4 Oui, tant que la température au réservoir n'augmente pas excessivement par rapport à la température au bouilleur. La température du réservoir doit être inférieure à celle au bouilleur. La pression au bouilleur est donc supérieure à celle au réservoir, ce qui permet de créer un écart de pression pour compenser les pertes de charge dans la conduite vapeur et dans les condenseurs.

##### ***Q5 Pourquoi la puissance au réservoir est-elle une fonction échelon ?***

R5 Le réservoir sert à maintenir le système à l'état de saturation désiré. La puissance imposée au réservoir permet de chauffer l'eau liquide et de compenser toutes les pertes thermiques. Au début, une puissance électrique de 300 W est réglée pour que la température au réservoir augmente rapidement afin de rattraper celle au bouilleur. Quand l'état de saturation désiré est presque atteint, la puissance est progressivement réduite en échelon, en fonction de la température au réservoir. À l'état de saturation désiré, la puissance est minutieusement réglée pour maintenir une température constante au réservoir.

##### ***Q6 Est-il possible d'imposer toutes les puissances d'un seul coup au démarrage ?***

R6 Malheureusement non. Car l'écart de pression entre le bouilleur et le réservoir augmenterait rapidement au démarrage. Dans ce cas-là, le bon fonctionnement de la pompe ne serait pas assuré à basse pression, car sa puissance ne pourrait pas compenser la contre-pression due au différentiel de pression à l'entrée/sortie de la pompe.

### 2.5.3.b Phase stationnaire

À partir de l'établissement du système, i.e. après la phase transitoire, la boucle fonctionne en mode « équilibré » à partir de  $t = 150$  minutes et jusqu'à l'arrêt du chauffage que nous imposons à  $t = 380$  minutes. La phase stationnaire s'échelonne donc entre  $t = 150$  minutes jusqu'à  $t = 380$  minutes. Cette phase est caractérisée par la stabilisation des informations mesurées du circuit de vapeur et de l'eau de refroidissement.

De même manière que la phase transitoire, la figure 2.42 présente l'évolution des mesures sur la ligne vapeur en fonction du temps dans la phase stationnaire.

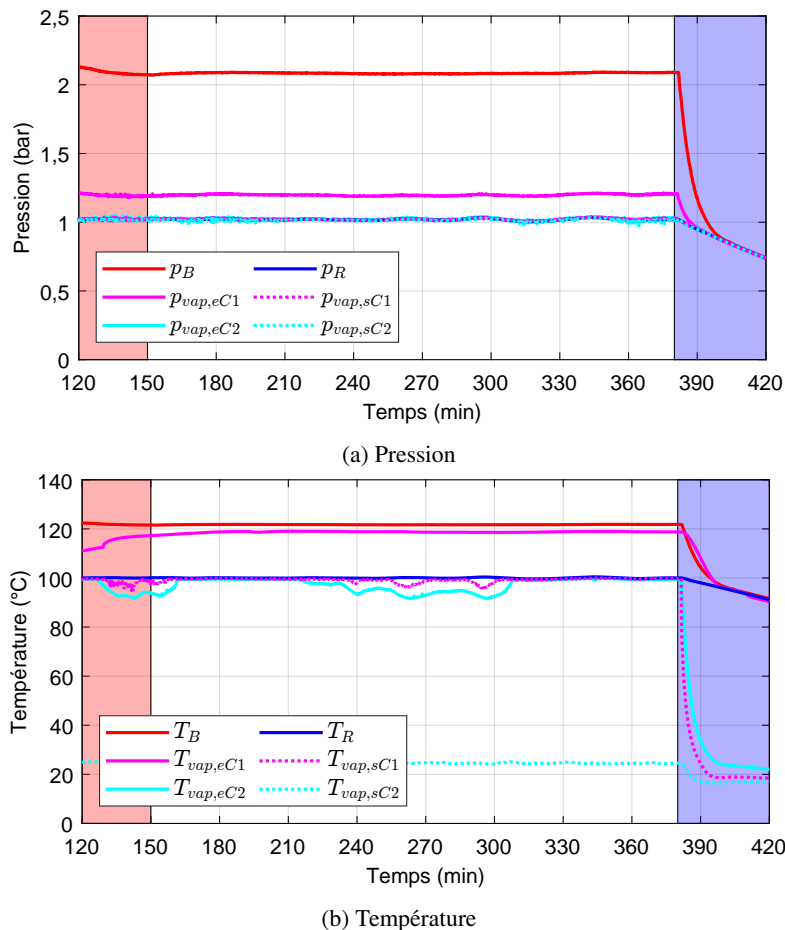


FIGURE 2.42 – Évolution du couple  $p - T$  de vapeur (régime stationnaire)

Les pressions de vapeur ont été stabilisées (cf. figure 2.42a), avec un écart de pression de 1,1 bar entre le bouilleur et le réservoir. En effet, cet écart de pression est engendré par les pertes de charge importantes dues aux frottements dans la ligne vapeur (conduites, surchauffeurs, débitmètre, coudes, vannes, etc.) ( $\approx 0,9$  bar) et puis dans la ligne de condensation (conduite, post-condenseurs, vannes, etc.) ( $\approx 0,2$  bar).

L'analyse des températures indiquées sur la figure 2.42b révèle que :

- Les températures de la vapeur le long de la ligne « vapeur » du bouilleur ( $T_B$ ) jusqu'à l'entrée du condenseur N° 1 ( $T_{vap,eC1}$ ) sont parfaitement stables durant les 230 minutes.
- La température de l'eau liquide ( $T_R$ ) dans le bouilleur est également totalement stable, conformément au protocole de mesures présenté précédemment.

- Les 3 autres températures ne sont qu'une conséquence du comportement du fluide dans les 2 condenseurs. Ces températures indiquent uniquement la nature du fluide en sortie du condenseur N°1 ( $T_{\text{vap,sC1}}$ ), en entrée du condenseur N°2 ( $T_{\text{vap,eC2}}$ ) et en sortie du condenseur N°2 ( $T_{\text{vap,sC2}}$ ). Selon la température, on peut déterminer l'état du fluide circulant dans le tube en verre N°2 : soit un mélange liquide-vapeur ( $T_{\text{vap}} = 100 \text{ °C}$ ), soit du liquide sous-refroidi ( $T_{\text{vap}} < 100 \text{ °C}$ ).

Dans ces conditions opératoires (point de référence), la figure 2.43 permet de voir l'évolution du débit de vapeur générée par le bouilleur durant le régime stationnaire. Durant ce régime, le débit est parfaitement stable autour de 0,52 g/s ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ).

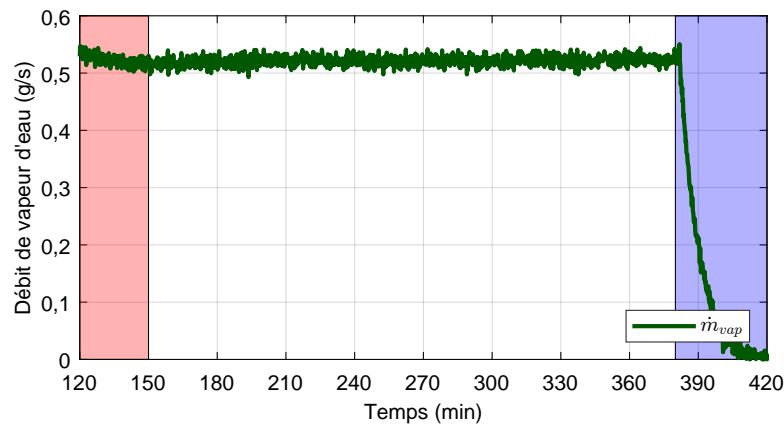


FIGURE 2.43 – Évolution du débit de vapeur (régime stationnaire)

De la même façon, on s'intéresse au niveau d'eau au réservoir durant ce régime stationnaire 2.44. On constate que si le niveau est relativement stable avec une valeur moyenne de 5%, il présente néanmoins des variations maximum entre 4 et 5,5% dues à la régulation manuelle de la puissance de la pompe volumique toutes les 30 secondes afin de stabiliser en permanence le niveau d'eau au réservoir.

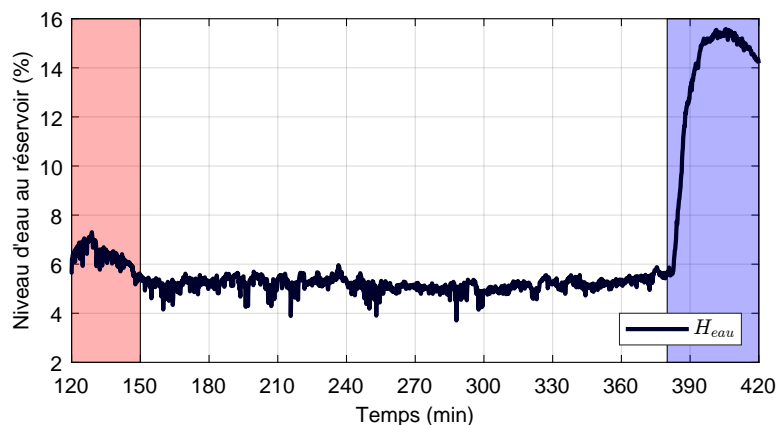


FIGURE 2.44 – Évolution du niveau d'eau au réservoir (régime stationnaire)

L'analyse précise des performances de la boucle est présentée dans le paragraphe 2.5.4 sur la base des mesures réalisées et présentées sur les figures 2.42, 2.43 et 2.44.

### 2.5.3.c Phase de refroidissement

La phase de refroidissement débute au moment où le chauffage est mis en arrêt. Cette phase s'échelonne entre  $t = 380$  minutes jusqu'à  $t = 24$  heures. De la même manière que pour la phase stationnaire, la figure 2.45 présente également l'évolution des mesures pendant 6 heures à partir de l'arrêt du chauffage.

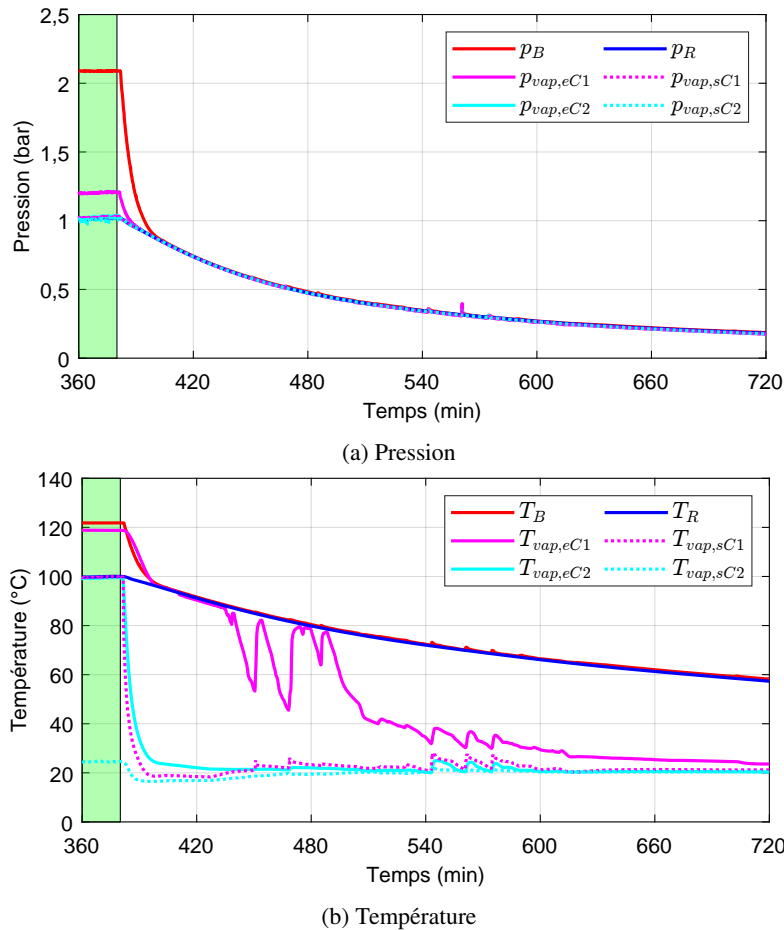


FIGURE 2.45 – Évolution du couple  $p - T$  de vapeur (régime de refroidissement)

Dans la phase de refroidissement, le couple pression-température au bouilleur diminue rapidement afin d'approcher l'état de saturation au réservoir (cf. figures 2.45a et 2.45b). Le système continue à se refroidir et le couple pression-température tend jusqu'à devenir stable à la température ambiante.

Par rapport au débit de vapeur (cf. figure 2.46 à la page 65), le débit diminue progressivement jusqu'à 0. Ensuite le débitmètre donne les valeurs erronées ( $t \geq 430$  minutes) n'ayant aucune signification physique, ce qui est dû à la condensation de la vapeur au niveau du débitmètre. Cela permet de confirmer le rôle essentiel du surchauffeur N°1 pour avoir de bonnes mesures du débit de vapeur, lors des phases transitoire et stationnaire.

Concernant le niveau d'eau dans le réservoir (cf. figure 2.47 à la page 65), ce dernier voit son niveau d'eau augmenter rapidement en raison de l'arrêt de la pompe. Quand le niveau atteint sa valeur maximale en 20 minutes ( $t \approx 400$  minutes), le niveau commence à diminuer. En effet, le bouilleur placé au niveau le plus bas récupère l'eau du réservoir (condensats) sous l'effet de gravité. Le niveau d'eau est alors au plus bas au réservoir au moment du démarrage  $t_0$ .

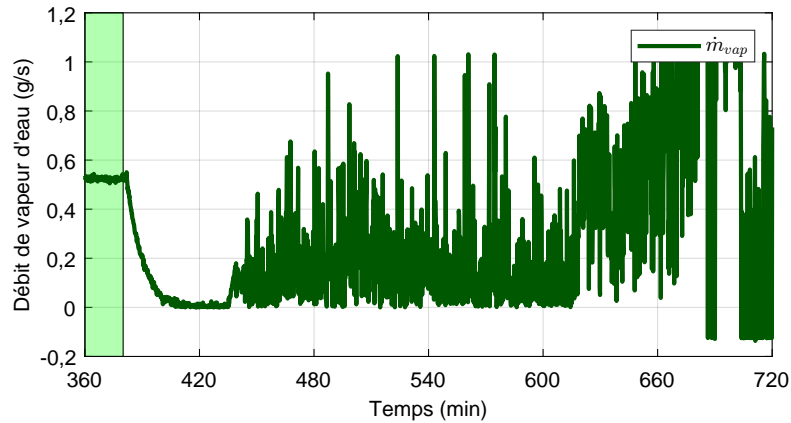


FIGURE 2.46 – Évolution du débit de vapeur (régime de refroidissement)

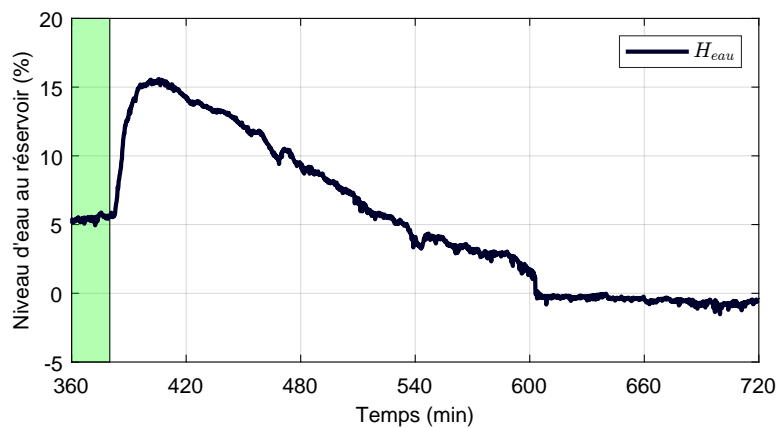


FIGURE 2.47 – Évolution du niveau d'eau au réservoir (régime de refroidissement)

### 2.5.4 Analyse des performances des condenseurs en régime stationnaire

Le régime stationnaire permet d'appréhender les mécanismes physiques liés à la condensation dans notre étude. En régime stationnaire, la moyenne arithmétique temporelle d'une valeur de mesure  $X$  (pression  $p$ , température  $T$ , débit  $\dot{m}$  ou puissance échangée  $\dot{Q}$ ) est définie par l'équation ci-dessous :

$$\bar{X} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n x_i \quad (2.1)$$

où  $n$  représente le nombre d'échantillons temporels acquis durant la phase stationnaire. Pour notre configuration de référence, les moyennes sont faites sur 1380 échantillons correspondant à la durée du régime stationnaire (230 minutes).

L'écart-type peut être utilisé afin de nous renseigner sur la dispersion des valeurs de mesure  $x_i$  autour de la moyenne  $\bar{X}$ . Plus l'écart-type est élevé, plus les données sont dispersées. L'écart-type est donné par l'équation suivante :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{X})^2} \quad (2.2)$$

En statistique, la *règle des trois sigmas* indique que pour une loi normale, la quasi-totalité (99,73%) des valeurs se situent dans un intervalle centré autour de la moyenne et dont les bornes se situent à 3 écarts-types de part et d'autre. En notation mathématique, ce fait peut être exprimé comme  $\Pr(\bar{X} - 3\sigma \leq X \leq \bar{X} + 3\sigma) \approx 99,73\%$ .



Ces analyses statistiques vont porter, d'une part sur les paramètres de process et de contrôle présentés précédemment (cf. § 2.5.3.b), et d'autre part sur les paramètres liés au circuit de refroidissement des 2 condenseurs. On présente sur la figure 2.48 les grandeurs mesurées sur ce dernier circuit :

- Pour le condenseur N°1, la température d'eau de refroidissement :  $T_{\text{eau,eC1}}$  en entrée et  $T_{\text{eau,sC1}}$  en sortie ainsi que le débit  $\dot{m}_{\text{eau,C1}}$ .
- Pour le condenseur N°2, la température d'eau de refroidissement :  $T_{\text{eau,eC2}}$  en entrée et  $T_{\text{eau,sC2}}$  en sortie ainsi que le débit  $\dot{m}_{\text{eau,C2}}$ .

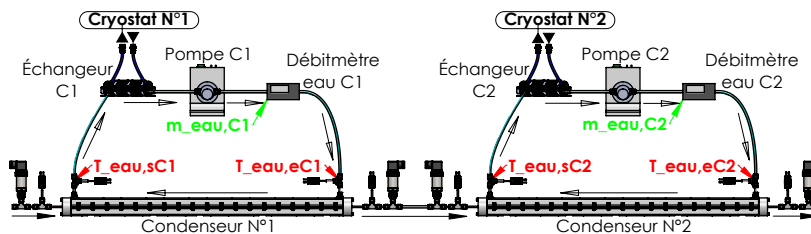
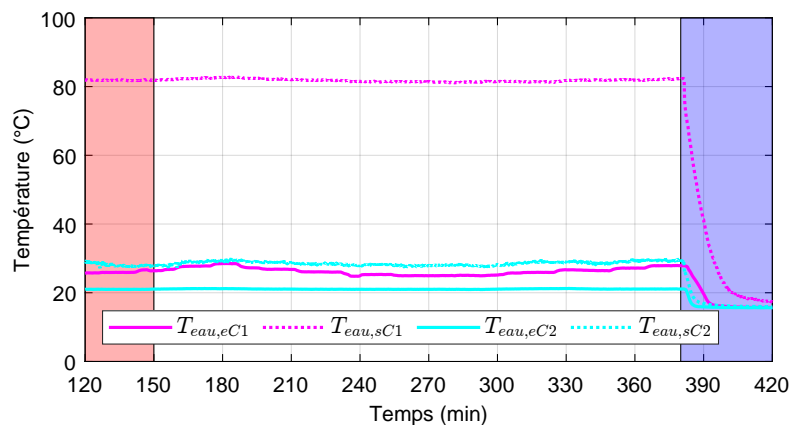
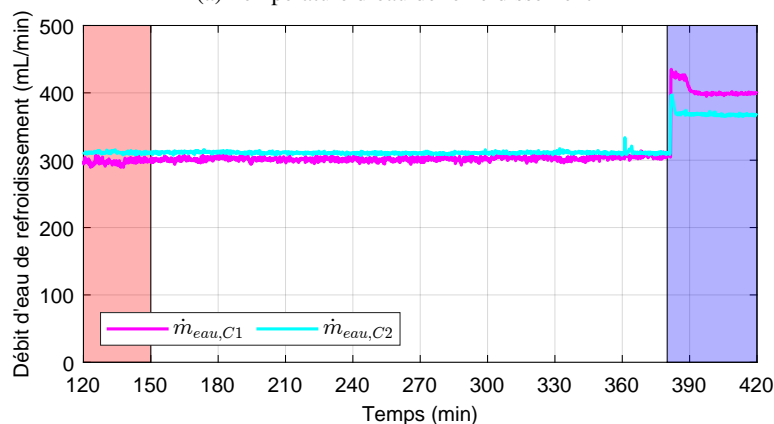


FIGURE 2.48 – Rappels des paramètres de mesure sur les circuits de refroidissement des condenseurs

Les résultats obtenus en régime stationnaire pour les circuits de refroidissement sont présentés sur la figure 2.49.



(a) Température d'eau de refroidissement



(b) Débit d'eau de refroidissement

FIGURE 2.49 – Évolution des paramètres de mesure sur les circuits de refroidissement en phase stationnaire

Pour le circuit d'eau de refroidissement du condenseur N°1, les courbes de températures (cf. figure 2.49a) et le débit (cf. figure 2.49b) démontrent là encore une bonne stabilité du système durant la phase stationnaire. Ceci démontre d'un bon équilibre entre la vapeur circulant dans le tube et l'eau de refroidissement. Les écarts de température de l'eau indique un échauffement thermique important (l'eau passe de 26 °C à 82 °C dans ce condenseur). Le transfert de chaleur de la vapeur à l'eau de refroidissement est donc conséquent.

Pour le circuit d'eau de refroidissement du condenseur N°2, les courbes de températures (cf. figure 2.49a) et le débit (cf. figure 2.49b) démontrent toujours la même stabilité du système durant la phase stationnaire. Cependant, les écarts de température de l'eau indique un échauffement thermique plus faible (l'eau passe de 21 °C à 28 °C dans ce condenseur). Le transfert de chaleur de la vapeur à l'eau de refroidissement est donc modeste. Ceci est dû au fait que la majorité de la vapeur s'est condensée dans le condenseur N°1, et que le condenseur N°2 ne sert finalement qu'à condenser le reste de la vapeur issue du condenseur N°1.

Dans le cas stationnaire, les mesures effectuées sur la ligne diphasique (cf. figures 2.42a, 2.42b, 2.43) et sur les circuits de refroidissement (cf. figures 2.49a et 2.49b) font l'objet de l'analyse statistique. Pour compléter, on définit quelques grandeurs complémentaires, notamment celles correspondant aux conditions de saturation aux condenseurs. Pour la ligne vapeur, nous supposons que l'état de saturation  $\bar{p}_{\text{sat}} - \bar{T}_{\text{sat}}$  de la vapeur d'eau est calculé à la pression moyenne entre la pression à l'entrée du condenseur N°1 et la pression à la sortie du condenseur N°2, comme le montre l'équation suivante :

$$\bar{p}_{\text{sat}} = \frac{1}{2} (\bar{p}_{\text{vap, eC1}} + \bar{p}_{\text{vap, sC2}}) \quad (2.3)$$

Un exemple de ces moyennes et ces écarts-types de mesure sont présentés dans le tableau 2.3. Ces paramètres seront utilisés pour calculer les bilans thermiques au condenseur.

Paramètres	Moyenne	Écart-type
<b>Ligne vapeur</b>		
Débit, $\bar{m}_{\text{vap}}$	0,521 g/s	0,0078 g/s
État à l'entrée du condenseur N°1, $\bar{p}_{\text{vap, eC1}} - \bar{T}_{\text{vap, eC1}}$	1,198 bar – 118,7 °C	0,0059 bar – 0,33 °C
État de saturation, $\bar{p}_{\text{sat}} - \bar{T}_{\text{sat}}$	1,107 bar – 102,5 °C	
État à la sortie du condenseur N°2, $\bar{p}_{\text{vap, sC2}} - \bar{T}_{\text{vap, sC2}}$	1,016 bar – 24,5 °C	0,0067 bar – 0,21 °C
<b>Eau de refroidissement au condenseur N°1</b>		
Débit, $\bar{m}_{\text{eau, C1}}$	302,4 mL/min	3,09 mL/min
Température à l'entrée, $\bar{T}_{\text{eau, eC1}}$	26,3 °C	1,07 °C
Température à la sortie, $\bar{T}_{\text{eau, sC1}}$	81,8 °C	0,42 °C
<b>Eau de refroidissement au condenseur N°2</b>		
Débit, $\bar{m}_{\text{eau, C2}}$	311,1 mL/min	2,91 mL/min
Température à l'entrée, $\bar{T}_{\text{eau, eC2}}$	21,1 °C	0,08 °C
Température à la sortie, $\bar{T}_{\text{eau, sC2}}$	28,6 °C	0,57 °C

TABLEAU 2.3 – Moyenne et écart-type des paramètres de mesure

On notera que les écarts-types obtenus démontrent à la fois d'une précision de mesure importante et de la stabilité du système durant la phase stationnaire. Par exemple, la variation du débit de vapeur est de l'ordre de 1,5% durant toute la phase stationnaire. Les variations de pression ( $p_{\text{vap, eC1}}$  et  $p_{\text{vap, sC2}}$ ) sont respectivement de 0,49% à 0,66%. Ces résultats permettent d'avoir un degré de confiance élevé sur l'état du fluide dans les 2 condenseurs.

Pour les circuits de refroidissement, les variations de débits sont elles aussi très faibles, respectivement de 1,02% sur le condenseur N°1 et 0,48 sur le condenseur N°2. Les températures indiquent

aussi une faible variation inférieure à 0,6 °C. Ces 2 informations permettent de penser aussi que les bilans thermiques effectués sur l'eau seront assez précis et représentatifs des phénomènes physiques.

Nous proposons ici d'évaluer la qualité de précision des bilans d'énergie perdue par la vapeur et récupérée par l'eau. Pour cela, on se base sur les formulations mathématiques qui suivent. Dans la ligne vapeur, la vapeur d'eau se désurchauffe de  $\bar{T}_{\text{vap, eC1}}$  à  $\bar{T}_{\text{sat}}$ . La vapeur se condense en liquide à l'état de saturation  $\bar{T}_{\text{sat}}$  et l'eau liquide se sous-refroidit de  $\bar{T}_{\text{sat}}$  à  $\bar{T}_{\text{vap, sC2}}$ . La puissance thermique libérée par la ligne vapeur est donnée par :

$$\bar{Q}_{\text{vap}} = \bar{m}_{\text{vap}} \left[ c_{p, \text{vap}} \left( \bar{T}_{\text{vap, eC1}} - \bar{T}_{\text{sat}} \right) + L_{\text{vap}} + c_{p, \text{eau}} \left( \bar{T}_{\text{sat}} - \bar{T}_{\text{vap, sC2}} \right) \right] \quad (2.4)$$

La chaleur libérée par la vapeur est évacuée par l'eau de refroidissement, dont la température augmente de  $\bar{T}_{\text{eau, e}}$  à  $\bar{T}_{\text{eau, s}}$ . La puissance thermique absorbée par l'eau de refroidissement dans les deux condenseurs s'écrit :

$$\bar{Q}_{\text{eau}} = \bar{Q}_{\text{eau, C1}} + \bar{Q}_{\text{eau, C2}} \quad (2.5)$$

où  $\bar{Q}_{\text{eau, C1}}$  et  $\bar{Q}_{\text{eau, C2}}$  sont les puissances calculées pour chaque condenseur. Ces puissances sont données par :

$$\bar{Q}_{\text{eau, C1}} = \bar{m}_{\text{eau, C1}} c_{p, \text{eau}} \left( \bar{T}_{\text{eau, sC1}} - \bar{T}_{\text{eau, eC1}} \right) \quad (2.6a)$$

$$\bar{Q}_{\text{eau, C2}} = \bar{m}_{\text{eau, C2}} c_{p, \text{eau}} \left( \bar{T}_{\text{eau, sC2}} - \bar{T}_{\text{eau, eC2}} \right) \quad (2.6b)$$

Les propriétés physiques du fluide au cours du transfert thermique sont estimées à la température moyenne entre la température initiale en entrée et la température finale en sortie du fluide. Le tableau 2.4 montre les propriétés thermophysiques du fluide pour notre cas de référence. Néanmoins, ces valeurs varient très peu en fonction de la température.

Paramètres	Valeur
<b>Ligne vapeur</b>	
Capacité thermique massique de la vapeur d'eau à 110,6 °C, $c_{p, \text{vap}}$	$2,071 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
Enthalpie de changement d'état de la vapeur d'eau à 102,4 °C, $L_{\text{vap}}$	$2,250 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$
Capacité thermique massique d'eau liquide à 63,5 °C, $c_{p, \text{eau}}$	$4,187 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
<b>Eau de refroidissement au condenseur N°1</b>	
Masse volumique à 54 °C, $\rho_{\text{eauC1}}$	$0,986 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
Capacité thermique massique à 54 °C, $c_{p, \text{eauC1}}$	$4,182 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$
<b>Eau de refroidissement au condenseur N°2</b>	
Masse volumique à 24,9 °C, $\rho_{\text{eauC2}}$	$0,997 \times 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
Capacité thermique massique à 24,9 °C, $c_{p, \text{eauC2}}$	$4,181 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$

TABLEAU 2.4 – Propriétés thermophysiques du fluide

La figure 2.50 présente ainsi les puissances thermiques récupérées sur l'eau lors de la phase stationnaire. Durant toute cette phase temporelle, les puissances récupérées par l'eau sont relativement stables et, en moyenne, respectivement de 1178,4 W pour le condenseur N°1 et 168,1 W pour le condenseur N°2. L'évaluation de  $\bar{Q}_{\text{vap}}$  est donnée par la formulation (2.4). Enfin, on rappelle que les 2 condenseurs sont isolés extérieurement par une épaisseur de laine de roche d'environ 10 cm comme le montre la figure 2.31.

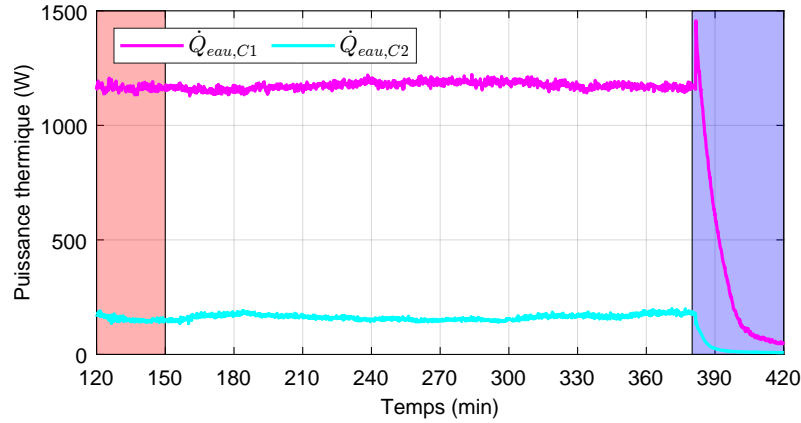


FIGURE 2.50 – Puissances thermiques échangées aux condenseurs

Le tableau 2.5 indique le bilan des transferts de chaleur effectués dans le cas de référence en régime stationnaire. Dans ce tableau, on constate que l'écart de puissance échangée entre la ligne « vapeur » et l'eau de refroidissement est de 20,7 W, soit 1,52 %. À partir du bilan thermique global, nous pouvons en déduire que les pertes thermiques sont négligeables par rapport à la puissance thermique échangée, ce qui montre que les condenseurs ont été bien isolés. Compte tenu de ce très faible écart, reproductible plusieurs fois dans les mêmes conditions opératoires, on peut s'appuyer sur ce bilan pour une évaluation précise du titre de vapeur.

Paramètres	Valeur
Ligne vapeur, $\bar{Q}_{vap}$	1366,3 W
Eau de refroidissement, $\bar{Q}_{eau}$	1345,6 W
Écart	20,7 W (1,52%)

TABLEAU 2.5 – Calcul du bilan thermique

Par conséquent, le bilan thermique global du système peut donc s'écrire :

$$\bar{Q}_{eau} = \bar{Q}_{vap} \quad (2.7)$$

Le bilan thermique effectué sur le condenseur N° 1 permet d'exprimer le titre de vapeur en sortie de celui-ci  $\bar{x}_{sC1}$ , à partir des expressions suivantes :

$$\bar{Q}_{eau, C1} = \bar{m}_{vap} \left[ c_{p, vap} \left( \bar{T}_{vap, eC1} - \bar{T}_{sat} \right) + L_{vap} (1 - \bar{x}_{sC1}) \right] \quad (2.8)$$

d'où

$$\bar{x}_{sC1} = 1 - \frac{1}{L_{vap}} \left[ \frac{\bar{Q}_{eau, C1}}{\bar{m}_{vap}} - c_{p, vap} \left( \bar{T}_{vap, eC1} - \bar{T}_{sat} \right) \right] \quad (2.9)$$

L'équation 2.9 permet de calculer le titre de vapeur  $\bar{x}$  dans le tube d'observation entre les condenseurs. Pour le mélange liquide-vapeur,  $\bar{x}$  se trouve dans la gamme (0,1).

Il est également possible de définir un titre de vapeur surchauffée  $\bar{x}_{eC1}$  à l'entrée du condenseur N° 1 à partir du bilan thermique suivant :

$$\bar{m}_{vap} c_{p, vap} \left( \bar{T}_{vap, eC1} - \bar{T}_{sat} \right) = \bar{m}_{vap} L_{vap} (\bar{x}_{eC1} - 1) \quad (2.10)$$

d'où

$$\bar{x}_{eC1} = 1 + \frac{c_{p, \text{vap}} (\bar{T}_{\text{vap}, eC1} - \bar{T}_{\text{sat}, C1})}{L_{\text{vap}}} \quad (2.11)$$

L'équation 2.11 permet de calculer un titre de vapeur  $x_s$  en état de surchauffe. Pour la vapeur surchauffée,  $x_s$  doit être supérieur à 1.

L'évaluation de ces titres est effectuée en régime stationnaire donc les résultats sont présentés dans le tableau 2.6.

Paramètres	Valeur
À l'entrée du condenseur N°1, $\bar{x}_{eC1}$	1,0148
Entre des condenseurs, $\bar{x}_{sC1}$	0,0113
À la sortie du condenseur N°2, $\bar{x}_{sC2}$	0

TABLEAU 2.6 – Calcul des titres de vapeur en régime stationnaire

Les titres de vapeur calculés sont cohérents avec les phénomènes physiques observés dans les tubes d'observation. À l'entrée du condenseur N°1, on observe un écoulement de vapeur pure, le tube N°1 est vide et sec. En ce point, la température est supérieure à la température de saturation : la vapeur est bien surchauffée. Le titre calculé ici confirme cette observation.

Par visualisation dans le tube N°2, on constate un mélange diphasique en sortie du condenseur N°1 caractéristique d'un régime à bulles : la vapeur est presque totalement condensée dans ce condenseur. Le titre calculé ici est égal à 1,13% qui confirme les observations effectuées.

Le reste de vapeur se condense totalement au condenseur N°2. En sortie de celui-ci, le tube N°3 est entièrement rempli par l'eau liquide, ce qui confirme une condensation totale.

### 2.5.5 Qualité des mesures de température de paroi

Comme indiqué précédemment, on dispose de 13 mesures de température de paroi externe du tube en cuivre ( $T_{pe}$ ) et de 13 températures d'eau de refroidissement ( $T_{eau}$ ). Dans notre étude, un soin particulier a été apporté à la première série de mesure ( $T_{pe}$ ) car elle conditionne le modèle thermique et l'évaluation des coefficient d'échange local (cf. § 3.1.2). Nous proposons ici de suivre arbitrairement 2 thermocouples de paroi parmi les 13 du condenseur N°1 : il s'agit de  $T_{pe6}$  et  $T_{pe13}$  comme le montre la figure 2.51.

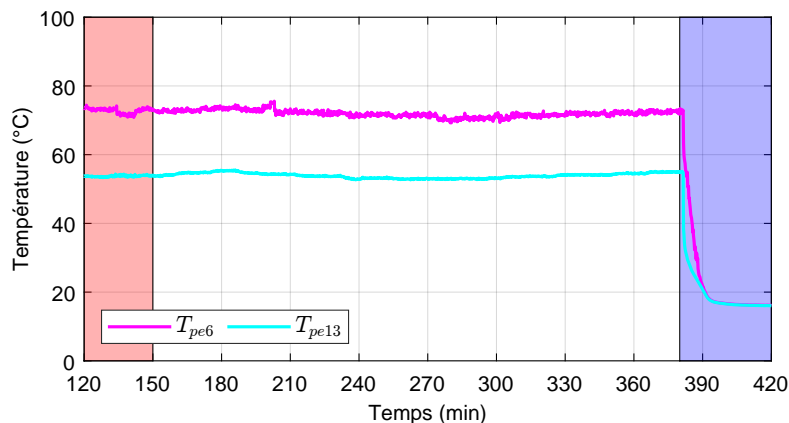


FIGURE 2.51 – Évolution de 2 températures de paroi externe du tube (en cuivre) en régime stationnaire

La courbe rouge présente l'évolution temporelle du thermocouple  $T_{pe6}$  durant le régime transitoire ( $150 < t < 380$  minutes). On observe que cette température est relativement stable avec une valeur moyenne de  $71,96^{\circ}\text{C}$ . Les variations constatées peuvent correspondre soit à la qualité de la mesure, soit aux phénomènes physiques se développant à l'intérieur du canal. L'évaluation de l'écart-type conduit à une valeur de  $0,97^{\circ}\text{C}$ . Cette valeur est supérieure à la précision de la chaîne thermocouples (de l'ordre de  $0,15^{\circ}\text{C}$ ). Cependant, nous ne nous intéresserons ici qu'à la valeur moyenne de la température de paroi. La même analyse est effectuée pour le second thermocouple  $T_{pe13}$  et montre là encore une bonne stabilité de la température avec une moyenne de  $53,91^{\circ}\text{C}$  et un écart-type de  $0,73^{\circ}\text{C}$ .

Ces mêmes résultats (stabilité temporelle de la température) ont été obtenus pour les autres thermocouples tant au condenseur N°1 qu'au condenseur N°2. En conséquence, ces résultats nous confortent pour l'utilisation de ces températures moyennes dans le modèle thermique local et l'évaluation des coefficients d'échange locaux.

## 2.6 Conclusion partielle

À ce stade de l'étude, nous disposons dorénavant d'une boucle diphasique utilisant l'eau comme fluide de travail, présentée dans ce chapitre, munie d'un certain nombre d'outils de métrologie permettant de suivre son comportement temporel.

Une configuration de référence a été effectuée, et il a pu être constaté que le système est opérationnel, fonctionne conformément à nos attentes. L'état d'équilibre thermodynamique, qui peut être atteint au bout de 3 heures, nous permet d'étudier les mécanismes de condensation au niveau de la zone « condenseurs ». De plus, la section de test a été bien isolée. Les pertes thermiques sont donc minimisées, ce qui nous assure une bonne précision sur le titre de vapeur au niveau du tube d'observation.

Nous terminons ici la description du dispositif expérimental. Les mécanismes de condensation au condenseur, qui sont l'objectif de notre étude, seront détaillés dans le chapitre 3.



## Chapitre 3

# Analyse des mécanismes de condensation

### Sommaire

---

<b>3.1</b>	<b>Analyse de la configuration de référence</b> . . . . .	<b>74</b>
<b>3.2</b>	<b>Approche paramétrique</b> . . . . .	<b>88</b>
<b>3.3</b>	<b>Confrontation aux corrélations existantes</b> . . . . .	<b>93</b>
<b>3.4</b>	<b>Conclusion partielle</b> . . . . .	<b>101</b>

---

*L'objectif de ce chapitre est de caractériser expérimentalement la topologie de l'écoulement de manière qualitative. De plus, les coefficients de transfert thermique et la perte de charge sont également estimés de manière quantitative et comparés avec la littérature, ce qui permet d'appréhender les mécanismes physiques mis en jeu et d'évaluer les performances du condenseur à mini canal.*



### 3.1 Analyse de la configuration de référence

La configuration de référence est retenue afin d'analyser les mécanismes de condensation, qui s'orientent autour de 3 problématiques principales : régimes d'écoulement, coefficient de transfert thermique et pertes de charge. Les comportements thermique et dynamique seront analysés en se basant sur les caractéristiques de l'écoulement. Pour la définition de la configuration de référence, rappelons qu'il s'agit d'un cas où les 2 paramètres thermodynamiques de la ligne vapeur sont fixés :  $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ . Les autres paramètres du circuit d'eau de refroidissement, tels que le débit d'eau et la température de consigne du cryostat, peuvent être modifiés afin de contrôler la puissance thermique échangée. Ainsi, pour un même débit de vapeur, les études paramétriques peuvent être entreprises en fonction du titre de vapeur ou de la longueur de condensation. Ce point sera détaillé par la suite.

#### 3.1.1 Régimes d'écoulement

Avant d'atteindre un régime stationnaire établi, le protocole des essais, décrit de manière exhaustive dans le chapitre 2, requiert environ 150 minutes à partir de l'instant  $t_0$  – l'instant de démarrage du système. Le banc d'essai étant équipé de tubes en verre, circulaire et transparent, l'observation des écoulements associés peut être réalisée dans un premier temps. La figure 3.1 à la page 75 présente les écoulements observés en fonction des temps d'établissement. Pendant les 150 minutes de **la phase transitoire**, le débit de vapeur augmente progressivement avant d'être stabilisé. Pendant cette phase, l'état de saturation évolue au cours du temps, et ne peut pas être évalué de manière précise au cours de la phase d'établissement. En revanche, en fixant le débit du cas de référence ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ ) avec une consigne du cryostat à  $\dot{m}_{\text{eau}} \approx 300 \text{ mL/min}$  et  $T_{\text{Cryo}} = 60 \text{ }^\circ\text{C}$  pour les 2 condenseurs, il est possible de distinguer différents comportements de topologie de l'écoulement.

L'observation de différents régimes d'écoulement peut être qualitativement décrite au cours du temps. Au début, à l'instant  $t_0$ , le débit de vapeur est négligeable et instable. La vapeur est alors totalement condensée dans le condenseur N°1. Le tube d'observation est donc entièrement rempli par la phase liquide (cf. figure 3.1a). Les 2 lignes noires parallèles observées sont les parois supérieure et inférieure du tube comme décrites dans le paragraphe 2.3.5. La région plus claire entre les 2 parois est l'eau liquide. Ensuite, les régimes d'écoulement évoluent au fur et à mesure que le débit de vapeur augmente. Différents types d'écoulements apparaissent vu que la vapeur peut se condenser totalement ou partiellement, ce qui dépend des paramètres tels que l'état de saturation et la puissance thermique évacuée par l'eau de refroidissement. Dans le cas de référence, nous pouvons observer les régimes dans l'ordre d'augmentation de la quantité de vapeur dans le mélange. Il apparaît tout d'abord de petites bulles de vapeur qui flottent dans le liquide à l'instant  $t_0 + 5 \text{ min}$ . Ces bulles sont marquées par leur bord, qui est plus sombre sur l'image en raison de la différence d'indice de réfraction entre la phase vapeur à l'intérieur et la phase liquide à l'extérieur de la bulle. Ce comportement s'assimile à un **écoulement à bulles** ou *bubble flow* [43]. Ce régime est caractérisé par la phase vapeur sous forme de bulles dispersées dans la phase liquide. Les bulles ont tendance à monter au sommet du tube en raison de la différence de densité. À  $t_0 + 10 \text{ min}$ , un **écoulement à bouchons** ou *plug flow* est observé, i.e. avec de grandes bulles qui semblent être convectées vers la sortie du tube et occupent presque toute la section transversale de la conduite. D'après Collier et Thome [7], ce type d'écoulement est caractérisé par une plus grande taille des bulles de vapeur, ces dernières sont allongées et séparent des zones liquides. Puis, à l'instant  $t_0 + 15 \text{ min}$ , la longueur du bouchon augmente, et l'écoulement à bouchons se transforme en l'**écoulement à poches** ou *slug flow* [44]. L'apparition des poches pourrait s'expliquer par la formation d'un pont liquide qui sépare l'écoulement de la phase vapeur en 2 poches, comme le montrent les figures 3.1e et 3.1f respectivement aux instants  $t_0 + 20 \text{ min}$  et  $t_0 + 25 \text{ min}$ . Au fur et à mesure que le débit de vapeur devient stable, il apparaît un film liquide sur la paroi du tube à l'instant  $t_0 + 30 \text{ min}$ . Nous visualisons sur l'image les parois supérieure et inférieure le long desquelles se développe un film liquide circulant dans le même sens que la phase vapeur. Entre les 2

parois s'écoule la phase vapeur qui interagit avec le film liquide au niveau de l'interface. Il s'agit de **l'écoulement annulaire** ou *annular flow* [34]. Le film liquide en bas est plus épais que celui en haut en raison des effets de gravité. L'épaisseur du film liquide diminue jusqu'à ce que l'état d'équilibre du système soit atteint après 150 minutes à partir du moment de démarrage du dispositif expérimental. Une fois tous les paramètres thermodynamiques stables, aucune évolution des régimes n'est observée. Le système est alors dans sa phase stationnaire et le régime alors atteint correspond à la figure 3.1i. Le régime final, lui, peut être déterminé par la quantité de vapeur dans le mélange ou le titre de vapeur. Ce dernier sera piloté par les conditions opératoires, notamment dans le circuit de refroidissement sera varié afin de caractériser les régimes d'écoulement en fonction du titre de vapeur, ce qui va être détaillé dans les paragraphes suivants.

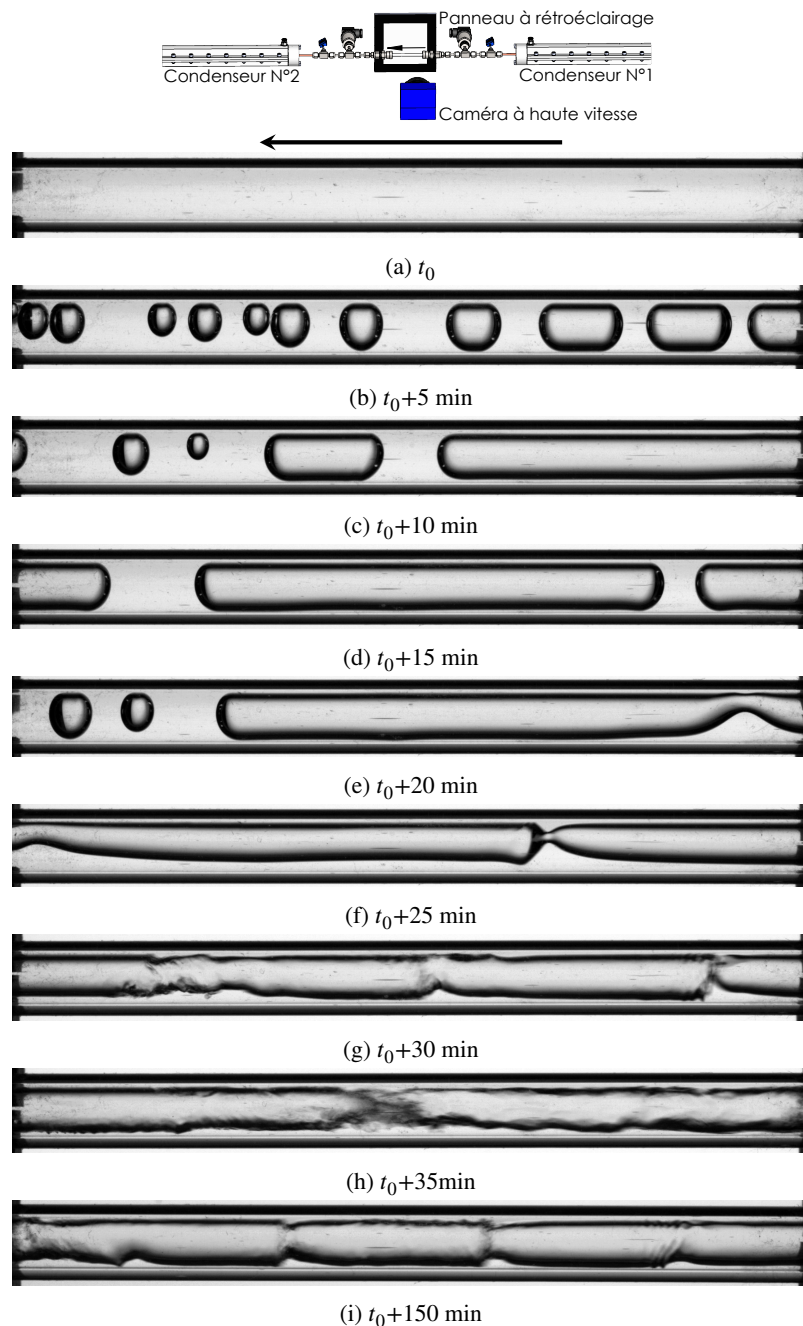


FIGURE 3.1 – Évolution des types d'écoulement observés en fonction du temps à partir de l'instant de démarrage  $t_0$  du système

La phase transitoire nous informe qualitativement des régimes d'écoulement apparus lors de la condensation. La phase stationnaire, elle, permet de caractériser quantitativement les régimes observés en fonction du titre de vapeur. En effet, le titre de vapeur est la fraction massique de vapeur ; plus le titre de vapeur est grand, plus la vapeur occupe une plus grande part dans le mélange. Le titre de vapeur à la sortie du condenseur peut être contrôlé à partir de la puissance thermique échangée avec l'eau de refroidissement, qui dépend de 2 paramètres principaux : le débit d'eau de refroidissement  $\dot{m}_{\text{eau}}$  et la température de consigne du cryostat  $T_{\text{Cryo}}$ . L'idée consiste alors, à partir de la configuration de référence (i.e. débit de vapeur imposé) de moduler le titre vapeur  $x$  à partir des caractéristiques du réseau de refroidissement afin de caractériser les régimes d'écoulements et d'éventuelles transitions en fonction de  $x$ .

Dans notre étude, le titre maximal que nous pouvons obtenir en sortie du condenseur N°1 est de 0,37 en raison des contraintes physiques en utilisant l'eau comme liquide de refroidissement. En effet, le débit d'eau et la température de consigne du cryostat doivent être réglés afin que la température d'eau de refroidissement en sortie du condenseur soit inférieure à 100 °C – le point d'ébullition de l'eau de refroidissement à pression atmosphérique. Dans ces conditions, avec un titre  $x = 1$  en entrée de condenseur et en jouant sur les conditions de l'eau de refroidissement en entrée de condenseur, nous pouvons observer différentes configurations d'écoulement selon le titre de vapeur en sortie du condenseur ( $0,07 \leq x \leq 0,37$ ) comme le montre la figure 3.2.

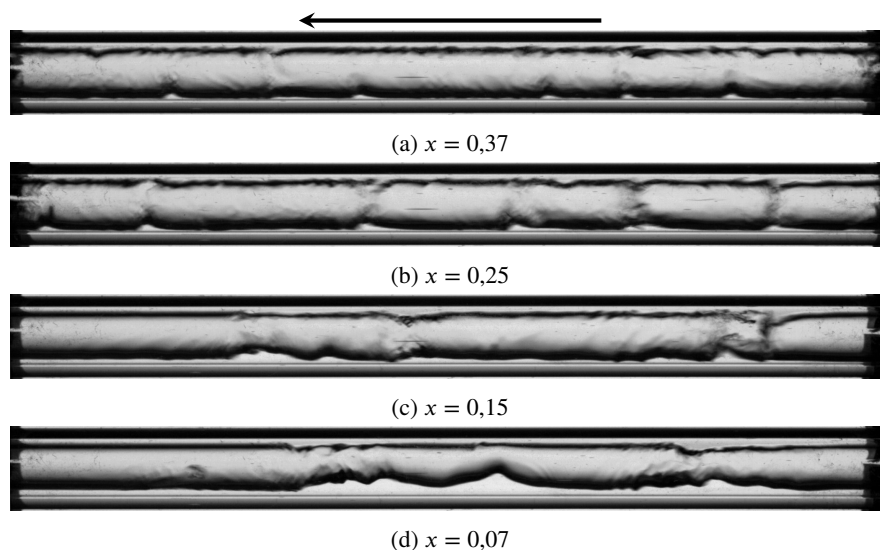
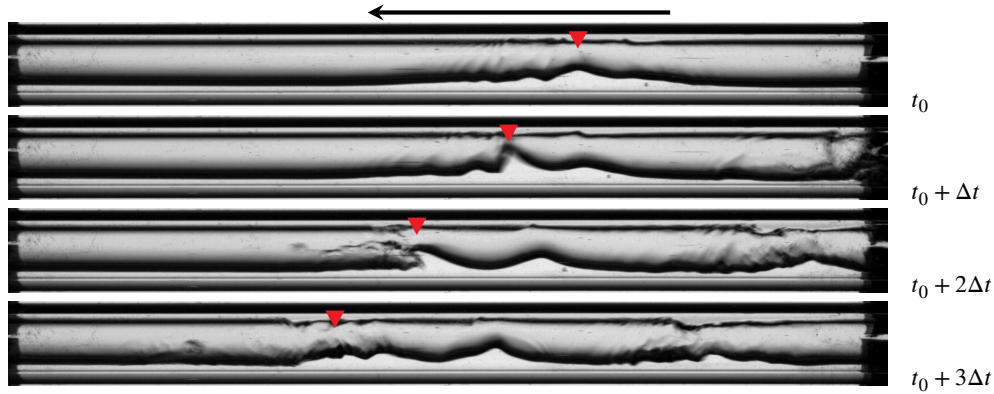


FIGURE 3.2 – Évolution de l'épaisseur du film liquide en fonction du titre de vapeur

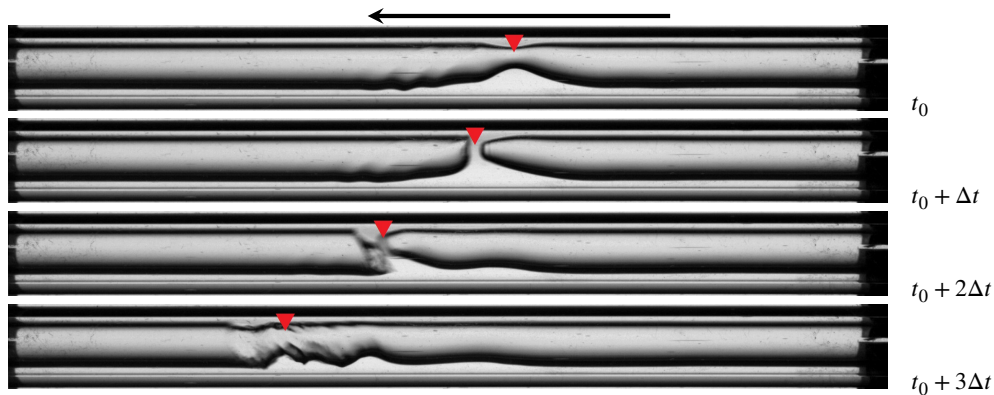
Commençons avec le titre maximal  $x = 0,37$  (cf. figure 3.2a). À ce titre de vapeur, l'écoulement annulaire s'organise sous la forme d'un film très mince de liquide collé sur la paroi et entraîné par la vapeur à une vitesse qui est bien supérieure à celle du film liquide. Des vagues à l'interface se développent et avancent dans le sens de l'écoulement. De plus, l'apparition des vagues aux côtés du tube montre que la totalité de la paroi est couverte par le film liquide. La faible épaisseur du film liquide s'explique essentiellement par le fort cisaillement à l'interface dû à la grande vitesse de la vapeur. Au fur et à mesure que le titre de vapeur diminue, le film liquide devient plus épais car il y a de plus en plus de vapeur qui se condense et le cisaillement est réduit. Ainsi, l'épaisseur du film liquide est favorisée pour les titres réduits ( $x = 0,25$  ;  $0,15$  et  $0,07$ ) et l'inuniformité de ce dernier s'amplifie. Pour  $x = 0,37$ , l'amplitude des vagues ou ondulations est de l'ordre de 10% du diamètre. Pour  $x = 0,07$ , l'amplitude des ondulations est de l'ordre de 50% du diamètre.

La figure 3.3 présente plus en détail l'organisation de l'écoulement en fonction du temps pour  $x = 0,07$ . Les clichés ont été pris avec un pas de temps  $\Delta t = 5$  ms.

FIGURE 3.3 – Prédominance des forces de cisaillement,  $x = 0,07$  ( $\Delta t = 5$  ms)

Rappelons que le fluide s'écoule de droite à gauche. Suivons l'évolution de l'écoulement à la position marquée par un triangle rouge à l'envers ▼ sur les clichés. À l'instant de référence  $t_0$ , les vagues en bas commence à « grimper » sur les côtés du tube. À l'instant  $t_0 + \Delta t$ , le pic des vagues en bas atteint quasiment le film liquide en haut avant d'être balayé immédiatement par l'écoulement de vapeur. Ce balayage se caractérise par de fortes perturbations au niveau de l'interface aux instants  $t_0 + 2\Delta t$  et  $t_0 + 3\Delta t$ . Cela peut s'expliquer par la prédominance des forces de cisaillement dans ce cas. En effet, d'une part, le fort cisaillement de la vapeur empêche la formation d'un « pont » liquide qui sépare l'écoulement en 2 poches de vapeur. D'autre part, le cisaillement engendre des instabilités au niveau de l'interface.

La figure 3.4 présente l'organisation de l'écoulement en fonction du temps pour  $x = 0,06$ .

FIGURE 3.4 – Compétition entre les forces du cisaillement et les forces de capillarité,  $x = 0,06$  ( $\Delta t = 5$  ms)

À l'instant  $t_0$ , le pic des ondulations du film liquide en bas du tube commence à atteindre le film liquide situé en haut. Un pont liquide, qui sépare l'écoulement de vapeur en 2 poches à l'instant  $t_0 + \Delta t$ , se crée suivant le développement d'une vague liquide et sa croissance vient séparer la phase vapeur. Une fois séparée, 2 poches de vapeur sont créées. Cependant, dans ce cas, le pont liquide est instable et disparaît à l'instant  $t_0 + 2\Delta t$  car la poche arrière (à droite sur le cliché) se déplace plus vite que celle en amont (à gauche sur le cliché). La collision entre ces 2 poches est donc observée. À la réunion des 2 poches, une instabilité se crée au niveau de la rencontre des poches de vapeur qui se matérialise par des ondelettes au niveau de l'interface à l'instant  $t_0 + 3\Delta t$ .

Cela pourrait s'expliquer par une compétition entre 2 principales forces dans ce régime : le cisaillement et la capillarité. En effet, la force de cisaillement à l'interface liquide-vapeur peut être caractérisée par la vitesse de la phase vapeur. Plus la vitesse est élevée, plus le cisaillement devient

important par rapport aux autres forces. Les forces de cisaillement vont provoquer des ondulations à l'interface, allant de simples ondulations à de l'arrachement de liquide dans la phase vapeur. La force de tension superficielle, elle, tire le liquide vers le haut et compense le poids du liquide soulevé. Plus la tension superficielle devient importante, plus le liquide situé en bas du tube monte vers le haut, ce qui pourrait engendrer l'apparition d'un pont liquide qui divise l'écoulement en 2 poches de vapeur. La prédominance de tension superficielle est montrée par la figure 3.5, dans laquelle l'écoulement de vapeur est séparé en 2 poches par un pont liquide. Dans ce cas, le titre est inférieur à celui de la figure 3.3, la vitesse de vapeur est alors réduite, ce qui nous permet de confirmer que le cisaillement devient moins important quand la vitesse de vapeur est réduite. Une fois le cisaillement compensé par la tension superficielle, la transition de l'écoulement annulaire vers un écoulement de type « poches » est mise en place.

La figure 3.5 présente la topologie de l'écoulement en fonction du temps pour  $x = 0,05$ .

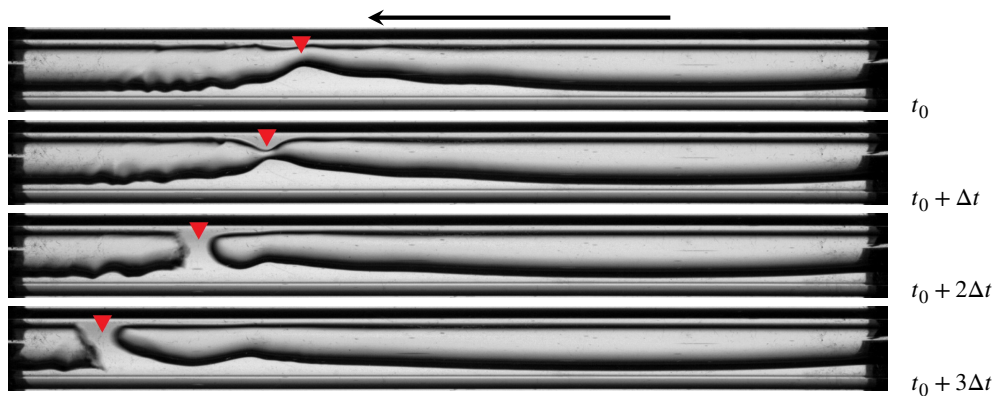


FIGURE 3.5 – Prédominance des forces de capillarité,  $x = 0,05$  ( $\Delta t = 5$  ms)

Cette figure illustre plus en détail la transition de l'écoulement annulaire vers l'écoulement à poches. Aux instants  $t_0$  et  $t_0 + \Delta t$ , un pont liquide commence à se créer. L'écoulement annulaire est divisé en 2 poches de vapeur aux instants  $t_0 + 2\Delta t$  et  $t_0 + 3\Delta t$ . Le pont liquide est stable dans ce cas, ce qui résulte de la prédominance des forces de capillarité vu que la vitesse de vapeur est réduite.

En poursuivant cette démarche, la figure 3.6 présente l'organisation de l'écoulement en fonction du temps pour  $x = 0,02$ .

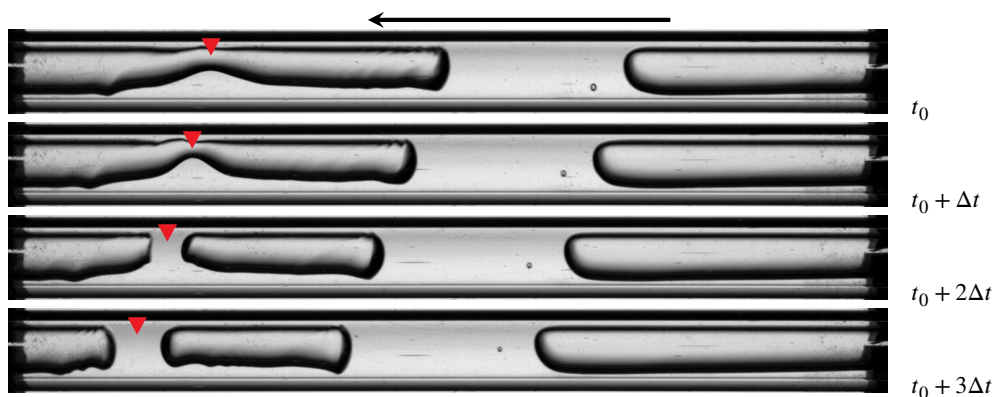


FIGURE 3.6 – Formation d'un bouchon,  $x = 0,02$  ( $\Delta t = 5$  ms)

La transition de l'écoulement à poches vers l'écoulement à bouchons est présentée sur la figure 3.6. Aux instants  $t_0$  et  $t_0 + \Delta t$ , un pont liquide commence à se créer à l'extrémité d'une longue poche. Ce pont liquide est stable et engendre l'apparition d'un bouchon avançant dans le même sens

aux instants  $t_0 + 2\Delta t$  et  $t_0 + 3\Delta t$ . Cette transition est similaire à celle de l'écoulement annulaire vers l'écoulement à poches ayant été précédemment présenté. En effet, à ce titre de vapeur  $x = 0,02$ , la tension superficielle joue un rôle dominant.

Voyons plus en détail l'évolution de la forme d'un bouchon au cours de la condensation. La figure 3.7 présente l'organisation de l'écoulement en fonction du temps pour  $x = 0,01$ . Les photographies ont été prises avec un pas de temps plus élevé,  $\Delta t = 15$  ms, afin de capturer la topologie du bouchon circulant sur toute la longueur du tube.

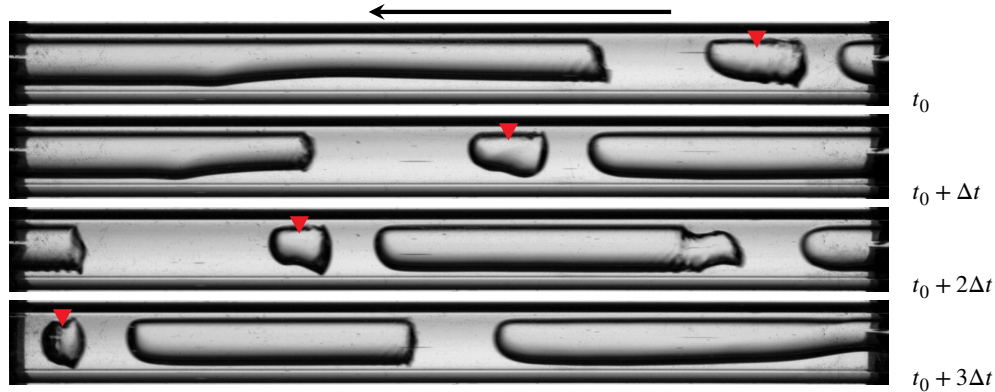


FIGURE 3.7 – Formation d'une bulle,  $x = 0,01$  ( $\Delta t = 15$  ms)

À l'instant  $t_0$ , le bouchon se trouve à droite sur le cliché. Aux instants  $t_0 + \Delta t$  et  $t_0 + 2\Delta t$ , le bouchon voit sa longueur diminuer avant d'évoluer vers une bulle à l'instant  $t_0 + 3\Delta t$ . Le bouchon suivant situé à droite sur le cliché voit diminuer également sa longueur. En effet, vu que le tube en verre n'est pas isolé pour la visualisation, la vapeur continue à se condenser. De plus, l'écoulement du condensat liquide est laminaire : le nombre de Reynolds de la phase liquide pure  $Re_{l_0}$  est égal à 782, la bulle de vapeur se déplace alors à basse vitesse en suivant la phase liquide.

Afin de souligner l'évolution de la forme d'une bulle lors de la condensation, suivons également l'organisation de l'écoulement en fonction du temps aussi pour  $x = 0,01$  et  $\Delta t = 15$  ms mais ces clichés ont été pris à un autre moment (cf. figure 3.8).

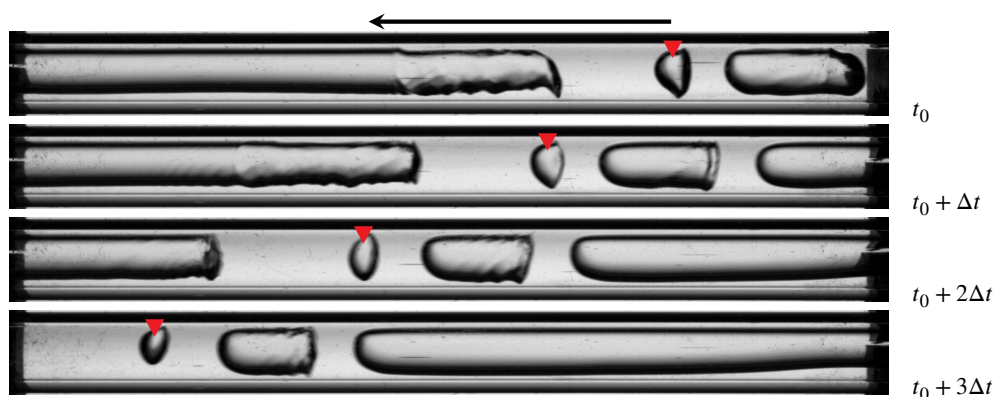


FIGURE 3.8 – Coexistence des régimes,  $x = 0,01$  ( $\Delta t = 15$  ms)

À l'instant  $t_0$ , la bulle se trouvant à droite sur le cliché occupe quasiment toute la section transversale du tube. Son diamètre est réduit au cours du temps en raison de la condensation. En effet, à l'instant  $t_0 + 3\Delta t$ , la bulle n'occupe que la moitié de la conduite. Le diamètre de la bulle continue à diminuer jusqu'à ce que la vapeur se transforme totalement en liquide. Il est clair que les écoulements à poches, à bouchons et à bulles peuvent coexister dans un même instant. Lors de la condensation, le bouchon

et la bulle voient leur taille diminuer et ils montent vers le haut du tube (sommets de l'écoulement) en raison de la différence de densité.

Pour résumer, l'observation des régimes est conforme aux descriptions de la topologie d'écoulements obtenue dans la littérature pour un débit massique élevé de la phase vapeur [7]. En effet, l'évolution des régimes d'écoulement en condensation dépend de la quantité de vapeur dans le mélange (ou le titre de vapeur). Les types d'écoulement observés dans notre étude sont classés par ordre décroissant du titre, i.e. les écoulements annulaire, à poches, à bouchons et à bulles. Pour la configuration de référence, le régime annulaire apparaît pour les titres de vapeur supérieurs à 0,06, ce qui se caractérise par un film liquide collé à la paroi et par la prédominance des forces de cisaillement. Les autres types d'écoulement apparaissent pour les titres moins élevés avec la prédominance des forces de capillarité. Ces régimes peuvent coexister dans un même instant.

### 3.1.2 Coefficient d'échange

Les mécanismes de condensation intervenant dans l'écoulement sont complexes et mettent en jeu des contraintes et des forces couplées dont la résultante, les transferts thermiques, peut être affectée. L'idée est donc de caractériser de manière plus quantitative les transferts en déterminant, de manière locale, les niveaux de coefficients d'échange. En effet, le coefficient d'échange permet d'évaluer l'efficacité du transfert thermique de condensation convective.

Rappelons que chaque condenseur est instrumenté de 26 thermocouples de type T destinés aux mesures de profils des températures tout le long du condenseur. Le nombre et la position des thermocouples ont été choisis de manière à pouvoir décrire au mieux le comportement du condenseur. Pour rappel, sur 800 mm de la longueur, les thermocouples sont positionnés de la manière suivante :

- 13 thermocouples notés  $T_{pe1}, T_{pe2}, \dots, T_{pe13}$  mesurent la température de la paroi externe du tube interne,
- 13 thermocouples notés  $T_{eau1}, T_{eau2}, \dots, T_{eau13}$  mesurent la température de l'eau de refroidissement,
- 2 mesures de température de la ligne vapeur à l'entrée/sortie du condenseur, notées  $T_{vap,e}$  et  $T_{vap,s}$ ,
- 2 mesures de température de l'eau de refroidissement à l'entrée/sortie du condenseur, notées  $T_{eau,e}$  et  $T_{eau,s}$ , comme le montre la figure 3.9.

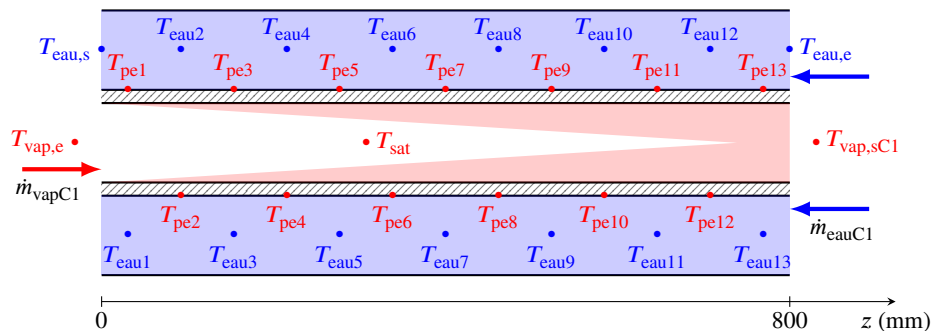


FIGURE 3.9 – Schéma de positionnement des thermocouples dans chaque condenseur : ici le condenseur N°1

En connaissant expérimentalement le profil des températures de la paroi externe du tube interne  $T_{pe}$  et celui de l'eau de refroidissement  $T_{eau}$ , et en supposant que la température de saturation  $T_{sat}$  est linéaire dans la zone de condensation [45], le bilan thermique appliqué pour chaque section de longueur  $\Delta z$  doit permettre de déterminer le titre de vapeur local moyen  $\bar{x}(z)$  et le coefficient d'échange thermique interne local moyen  $\bar{h}_i(z)$  entre la vapeur d'eau et la paroi interne du tube interne.

La figure 3.10 schématise la modélisation ainsi mise en œuvre. Dans un souci de lisibilité, la barre supérieure représentant la moyenne temporelle n'est plus indiquée. **Les valeurs mesurées et calculées dans ce chapitre correspondent donc implicitement à des moyennes temporelles calculées dans la phase stationnaire.**

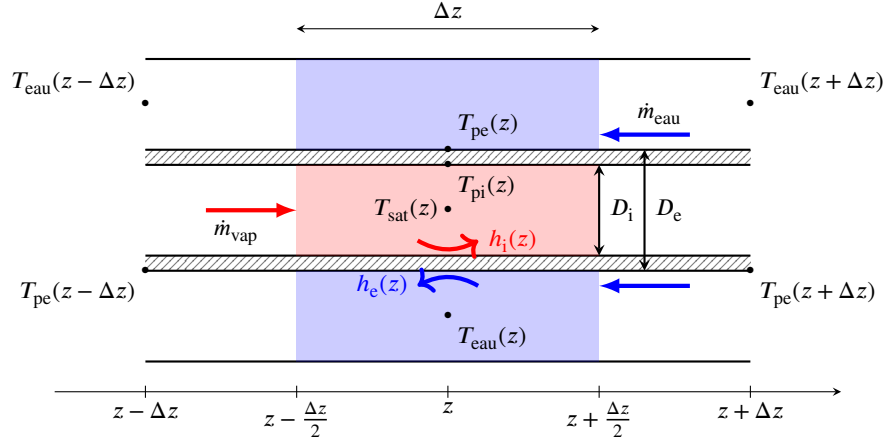


FIGURE 3.10 – Schéma représentatif de la modélisation thermique du condenseur

Au regard des résultats de validation présentés dans le paragraphe 2.5, le bilan thermique effectué sur l'ensemble du condenseur montre un très bon accord entre chaleur latente (source chaude) et la convection par l'eau de refroidissement (source froide). Les écarts observés sur de nombreux bilans par différents point de fonctionnement ont toujours été inférieurs à 3%. On considère donc ici un échangeur parfait.

La puissance de chaleur récupérée par l'eau de refroidissement s'écrit :

$$\dot{Q}(z) = \dot{m}_{\text{eau}} c_{p,\text{eau}} \left( T_{\text{eau}} \left( z - \frac{\Delta z}{2} \right) - T_{\text{eau}} \left( z + \frac{\Delta z}{2} \right) \right) \quad (3.1)$$

où

$$T_{\text{eau}} \left( z - \frac{\Delta z}{2} \right) = \frac{1}{2} (T_{\text{eau}}(z) + T_{\text{eau}}(z - \Delta z)) \quad (3.2a)$$

$$T_{\text{eau}} \left( z + \frac{\Delta z}{2} \right) = \frac{1}{2} (T_{\text{eau}}(z) + T_{\text{eau}}(z + \Delta z)) \quad (3.2b)$$

Cette puissance est échangée, entre la vapeur et l'eau de refroidissement, par la conduction thermique dans la paroi du tube interne :

$$\dot{Q}(z) = \frac{T_{\text{pi}}(z) - T_{\text{pe}}(z)}{\frac{1}{2\pi\lambda_{\text{Cuivre}}\Delta z} \ln\left(\frac{D_e}{D_i}\right)} \quad (3.3)$$

d'où :

$$T_{\text{pi}}(z) = T_{\text{pe}}(z) + \frac{\dot{Q}(z)}{2\pi\lambda_{\text{Cuivre}}\Delta z} \ln\left(\frac{D_e}{D_i}\right) \quad (3.4)$$

En supposant que la température de saturation du fluide et celle de la paroi interne sont constantes dans chaque section  $\Delta z$ , le coefficient d'échange de la vapeur d'eau est donné par :

$$\dot{Q}(z) = h_i(z)\pi D_i \Delta z (T_{\text{sat}}(z) - T_{\text{pi}}(z)) \quad (3.5)$$



d'où

$$h_i(z) = \frac{\dot{Q}(z)}{\pi D_i \Delta z (T_{\text{sat}}(z) - T_{\text{pi}}(z))} \quad (3.6)$$

En connaissant le titre de vapeur  $x(z - \frac{\Delta z}{2})$  à l'entrée de la section  $\Delta z$ , le titre de vapeur à la sortie est donné par :

$$\dot{Q}(z) = \dot{m}_{\text{vap}} L_{\text{vap}} \left( x(z - \frac{\Delta z}{2}) - x(z + \frac{\Delta z}{2}) \right) \quad (3.7)$$

d'où

$$x(z + \frac{\Delta z}{2}) = x(z - \frac{\Delta z}{2}) - \frac{\dot{Q}(z)}{\dot{m}_{\text{vap}} L_{\text{vap}}} \quad (3.8)$$

Enfin, le titre de vapeur dans la section  $\Delta z$  s'écrit :

$$x(z) = \frac{1}{2} \left( x(z - \frac{\Delta z}{2}) + x(z + \frac{\Delta z}{2}) \right) \quad (3.9)$$

Pour résumer, l'équation (3.1) permet de calculer la puissance thermique échangée au condenseur à partir des mesures de  $T_{\text{eau}}$ . L'équation 3.6 permet d'établir le coefficient  $h_i$  à partir des mesures de  $T_{\text{pe}}$ . L'équation (3.9) permet d'obtenir le titre de vapeur du mélange diphasique dans la section  $\Delta z$ . Les équations (3.6) et (3.9) permettent donc d'établir localement l'évolution du coefficient d'échange de vapeur en fonction du titre de vapeur.

Dans notre étude, les paramètres géométriques sont  $D_i = 3$  mm,  $D_e = 4$  mm et  $\Delta z = 60$  mm. Les résultats de mesure aux 2 condenseurs pour la configuration de référence sont présentés figure 3.11. Nous précisons que pour le cas de référence,  $G = 74,2$  kg/m<sup>2</sup>s et  $T_R = 100$  °C, le débit d'eau de refroidissement est fixé à  $\dot{m}_{\text{eau}} \approx 300$  mL/min et la température de consigne du cryostat est réglée à  $T_{\text{Cryo}} = 60$  °C pour les 2 condenseurs. Rappelons que le condenseur est un échangeur à contre-courant : l'entrée de vapeur se trouve alors au point  $z = 0$  et sa sortie au point  $z = 800$  mm ; et inversement pour l'eau de refroidissement.

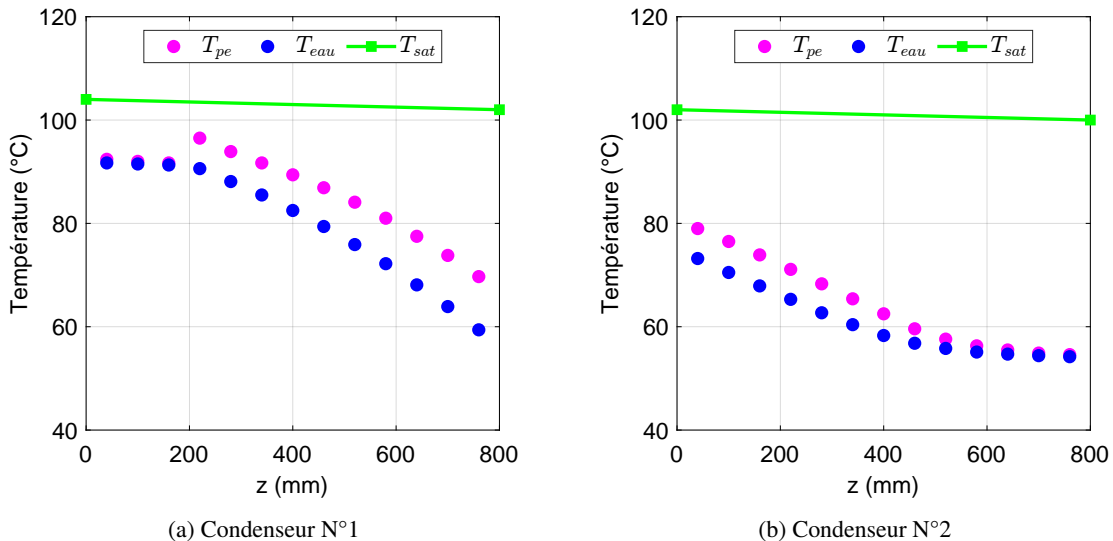


FIGURE 3.11 – Évolution des températures tout le long des 2 condenseurs ( $G = 74,2$  kg/m<sup>2</sup>s et  $T_R = 100$  °C)

Les mesures de température permettent d'obtenir un profil longitudinal tout le long des condenseurs. Au condenseur N°1 (cf. figure 3.11a), la température d'eau de refroidissement  $T_{\text{eau}}$  diminue légèrement aux 3 premiers points de mesure. Après cela, la température baisse fortement pour atteindre le point le plus bas de la courbe. En effet, la vapeur surchauffée se désurchauffe jusqu'à la température de saturation à laquelle a lieu la condensation. La chaleur latente dégagée par le changement de phase est plus importante que celle de la désurchauffe, d'où un gradient majeur de la température d'eau de refroidissement lors de la condensation de vapeur. Le changement de la pente de décroissance marque alors le moment où commence la condensation. Dès lors que la vapeur est entièrement condensée, le condensat liquide se refroidit de manière monophasique et les niveaux des flux échangés ne mettent plus en jeu la chaleur latente. Les évolutions de températures sont alors réduites. Ainsi l'expérience permet de montrer l'importance de la chaleur dégagée lors de la condensation. Aux 2 condenseurs, nous constatons que la température de paroi  $T_{\text{pe}}$  diminue en même temps que celle de l'eau de refroidissement. Les différents travaux tels que [46], [45], [47], etc. soulignent également cette tendance pour un condenseur à contre-courant. Cela nous permet d'assurer la cohérence des mesures.

À partir des mesures de température, l'évolution du coefficient d'échange de vapeur en fonction de son titre en est déduit à partir du modèle précédemment présenté. La figure 3.12 décrit la variation du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur local.

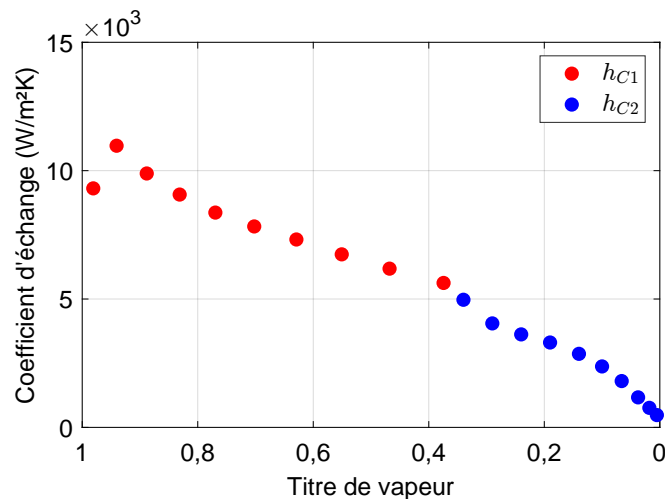


FIGURE 3.12 – Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur pour les 2 condenseurs ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Le coefficient est une fonction décroissante avec le titre  $x$ . Cette tendance est similaire aux résultats issus de la littérature pour les autres fluides de travail étudiés. En effet, comme nous avons remarqué dans la section précédente, un film liquide se développe le long de la paroi au cours de la condensation. Plus le titre diminue, plus le film liquide devient épais. Ainsi, le coefficient d'échange diminue car le film liquide agit comme une véritable résistance thermique entre la paroi et la vapeur, et donc contribue à limiter les échanges. De plus, vu que le titre représente la fraction massique de vapeur dans le mélange, un titre plus élevé montre qu'il existe plus de vapeur à une vitesse plus élevée qui va se condenser, d'où l'efficacité du transfert thermique par changement de phase. Cependant, le premier coefficient d'échange estimé en entrée du condenseur est inférieur à celui au deuxième point. En effet, en entrée du condenseur, la vapeur surchauffée offre un coefficient d'échange très petit (convection en phase gaz) alors que l'apparition de la condensation engendre de très forts coefficients : changement d'état par chaleur latente. La valeur présente au premier est obtenue à partir d'un bilan sur  $\Delta z = 60 \text{ mm}$  offrant une très forte incertitude quant à la valeur obtenue.

Nous proposons d'analyser plus en détail le coefficient d'échange dans chaque condenseur comme cela est présenté sur la figure 3.13. La vapeur se condense principalement dans le condenseur N°1 avec

un titre évoluant de 1 à 0,37. Le condenseur N°2 condense totalement la quantité de vapeur restante, dont le titre évolue donc de 0,37 à 0. L'évolution du coefficient d'échange peut être analysé en se basant sur la pente de sa décroissance. L'analyse de cette évolution nous permet de proposer une division de la plage du titre de vapeur en 3 zones : (1 – 0,8), (0,8 – 0,06) et (0,06 – 0) correspondant aux phénomènes physiques de condensation qui seront expliqués par la suite.

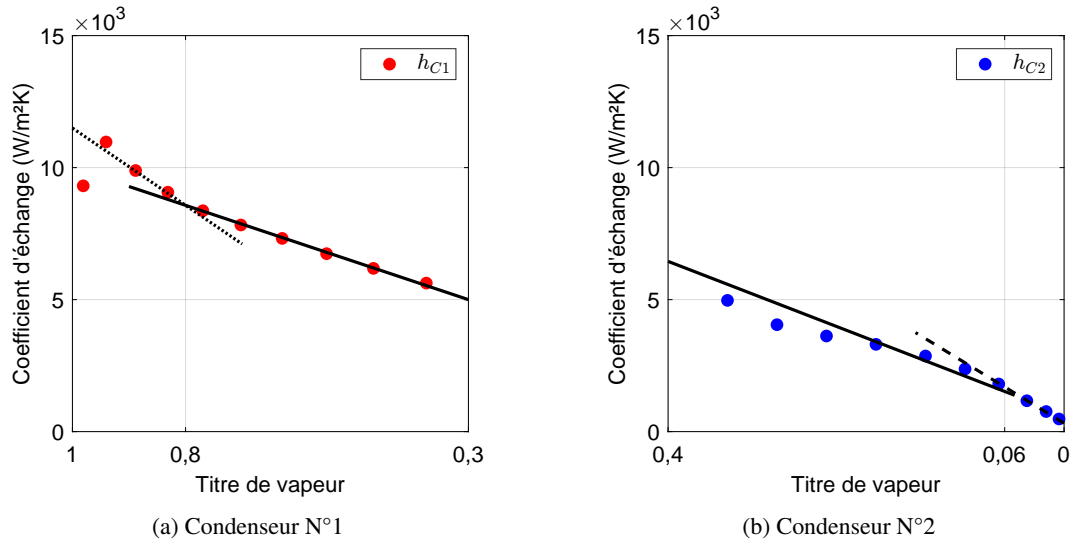


FIGURE 3.13 – Vue agrandie du coefficient d'échange pour les 2 condenseurs ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Tout d'abord, commençons avec le condenseur N°2 dans lequel le titre de vapeur varie de 0,37 à 0 (cf. figure 3.13b) car nous pouvons observer les régimes d'écoulement dans cette plage de titre (cf. § 3.1.1). Rappelons que la transition du régime annulaire au régime à poches, à bouchons et à bulles a lieu à  $x = 0,06$  avec un régime piloté par la compétition entre force de cisaillement et de capillarité. Il est clair que le coefficient d'échange est quasiment linéaire dans la plage du titre (0,06 – 0) avec une pente de décroissance matérialisée par une ligne pointillée. Le coefficient d'échange diminue pour atteindre la valeur finale de la phase liquide laminaire, qui est bien inférieure à celle de la phase vapeur turbulente. La transition a lieu dans une courte gamme du titre, d'où la forte pente de décroissance. En revanche, la pente est moins raide dans la plage (0,37 – 0,06) car il n'existe qu'un seul régime – le régime annulaire dans lequel la pente de décroissance est marquée par une ligne continue.

Pour les titres supérieures ( $x > 0,37$ ), il n'a pas été possible d'observer la topologie de l'écoulement. Nous tentons cependant d'expliquer l'évolution du coefficient d'échange au condenseur N°1 en se basant sur les pentes de décroissance. La décroissance du coefficient intervient avec une pente similaire à celle observée dans la plage du titre (0,8 – 0,3). Cela pourrait indiquer que le régime annulaire existe également dans une gamme importante du titre qui varie de 0,8 à 0,06. Nous observons également une pente plus raide de décroissance dans la plage (1 – 0,8) pouvant s'expliquer par l'existence d'un autre régime d'écoulement. En effet, la vapeur saturée qui commence à se condenser peut engendrer l'apparition de l'**écoulement à brouillard** ou *mist flow* (cf. § 1.3.3). Ce régime est décrit comme le premier régime d'écoulement observé quand la vapeur commence à se condenser, dans lequel le film liquide est arraché à la paroi et entraîné sous forme de gouttelettes dans la phase de vapeur continue, d'où plus de surface de contact entre la phase vapeur et la paroi [7]. Le coefficient d'échange est donc très important dans ce régime, ce qui est cohérent avec nos résultats expérimentaux.

Pour terminer l'analyse du coefficient d'échange pour le cas de référence, il est important d'étudier si le coefficient dans cette configuration dépend de la puissance thermique échangée pour l'eau

de refroidissement. L'indépendance de ces 2 paramètres pourrait permettre de confirmer que le coefficient d'échange dépend uniquement du titre de vapeur ou des régimes d'écoulement quand  $G$  et  $T_R$  sont fixés. Pour cela, aux 2 condenseurs, nous allons diminuer la température de consigne du cryostat, de  $T_{Cryo} = 60\text{ °C}$  à  $T_{Cryo} = 20\text{ °C}$ , et nous ne changeons pas le débit d'eau de refroidissement, c'est-à-dire  $\dot{m}_{eau} \approx 300\text{ mL/min}$ . Vu que l'écart de température entre la vapeur en saturation et l'eau de refroidissement augmente, un résultat attendu est que la longueur de condensation soit raccourcie. L'expérience montre que le tube d'observation est rempli entièrement par la phase liquide; alors la vapeur est totalement condensée au condenseur N°1, ce qui est conforme alors nos attentes. Les coefficients d'échange en fonction du titre dans ce cas ( $T_{Cryo} = 20\text{ °C}$ ) seront comparés avec ceux du cas précédent ( $T_{Cryo} = 60\text{ °C}$ ) comme le montre la figure 3.14.

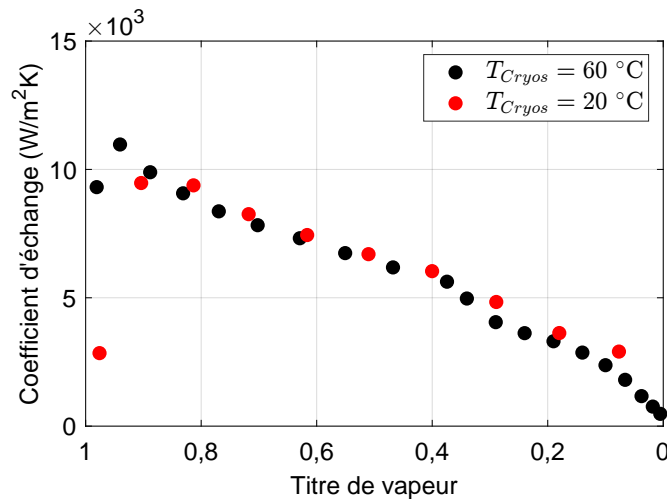


FIGURE 3.14 – Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur  $x$  pour  $T_{Cryos} = 20\text{ °C}$  et  $T_{Cryos} = 60\text{ °C}$  ( $G = 74,2\text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100\text{ °C}$ )

Les résultats expérimentaux montrent la même tendance de décroissance du coefficient en fonction du titre pour 2 températures de consigne différentes. La puissance thermique échangée n'a donc peu d'influence sur le coefficient d'échange calculé. Ce résultat a été également souligné dans les travaux de Haraguchi *et al.* [46] et Matkovic *et al.* [45] pour les fluides de travail de R22, R32, R123 et R134a. Nous pouvons alors conclure que le coefficient d'échange ne dépend que du titre au cas où les paramètres thermodynamiques de la ligne vapeur sont fixés, car les mécanismes physiques de condensation sont déterminés par la quantité de la phase vapeur dans le mélange ou le titre de vapeur.

La figure 3.14 met également en évidence la raison pour laquelle 2 condenseurs sont utilisés dans notre étude. En effet, vu que le coefficient d'échange ne dépend pas de la puissance thermique échangée, il ne dépend pas non plus de la longueur de condensation. Nous pouvons alors contrôler la puissance échangée pour rallonger cette longueur. Cela nous permet d'obtenir plus de points de mesure afin de calculer les coefficients d'échange, surtout ceux pour les titres de vapeur moins élevés (cf. figure 3.13b). Si la vapeur est totalement condensée au condenseur N°1,  $T_{Cryos} = 20\text{ °C}$ , nous obtenons une courbe qui ne reflète pas suffisamment la tendance du coefficient d'échange pour les titres inférieurs à 0,1 comme présenté figure 3.14.

Pour résumer, il est important de souligner l'évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur. Au fur et à mesure que la vapeur se condense, le coefficient diminue car l'apparition de la phase liquide autour de la paroi limite le transfert thermique. La tendance du coefficient d'échange nous permet de montrer qu'il existe un autre régime qui ne peut pas être visualisé dans notre étude – l'écoulement à brouillard. De plus, le coefficient d'échange ne dépend pas de la puissance thermique échangée, ce qui permet de calculer plus finement ses valeurs en rallongeant la longueur de condensation.

### 3.1.3 Perte de charge

Avant d'estimer la perte de charge lors de la condensation, observons la tendance des pressions en fonction du titre de vapeur en sortie du condenseur N°1 pour le cas de référence. La puissance thermique échangée est contrôlée pour faire varier le titre de vapeur en sortie du condenseur en réglant le débit d'eau de refroidissement et la température de consigne du cryostat. Par souci de simplicité, les 2 débits  $\dot{m}_{\text{eau}} \approx 200 \text{ mL/min}$  et  $300 \text{ mL/min}$  et les 5 températures  $T_{\text{Cryo}} = 20 \text{ °C}$ ;  $30 \text{ °C}$ ;  $40 \text{ °C}$ ;  $50 \text{ °C}$  et  $60 \text{ °C}$  sont retenus et imposés de la même façon aux 2 condenseurs. Nous disposons de 2 capteurs qui mesurent respectivement la pression de la ligne vapeur en entrée et en sortie de chaque condenseur.

L'évolution des mesures de pression est présentée sur la figure 3.15 en fonction du titre de vapeur pour le condenseur N°1 à la sortie de celui-ci. Globalement, la pression à l'entrée du condenseur est bien supérieure à celle à la sortie. En effet, l'écart de pression permet de compenser la perte due aux frottements qui est très importante lors de la condensation.

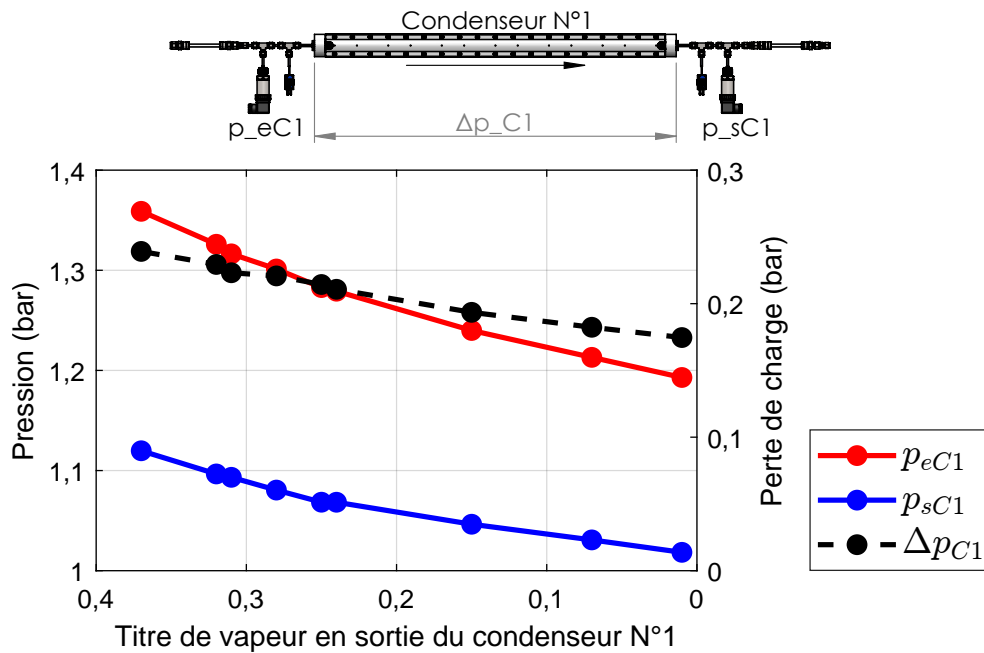


FIGURE 3.15 – Évolution des pressions et de la perte de charge  $\Delta p$  en fonction du titre de vapeur ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ °C}$ )

Voyons plus en détail la tendance des courbes de pression sur la figure 3.15. La pression en sortie du condenseur N°1  $p_{sC1}$  est fonction du titre de vapeur  $x_{sC1}$ . Plus  $x_{sC1}$  augmente, plus  $p_{sC1}$  devient importante. Pour  $x_{sC1} = 0$ , la vapeur est totalement condensée dans le condenseur N°1. La pression  $p_{sC1}$  est proche de celle du réservoir vu que l'écoulement du condensat liquide est laminaire, il y a donc peu de pertes de pression entre la sortie du condenseur N°1 et le réservoir. Ainsi  $p_R \approx 1 \text{ bar}$  pour  $x_{sC1} = 0$  car la température au réservoir est fixée à  $100 \text{ °C}$ . Pour  $x_{sC1} = 0,37$ , i.e. la vapeur est partiellement condensée au condenseur N°1. La quantité de vapeur restante sera totalement condensée dans le condenseur N°2. Vu que la perte de charge lors du changement de phase est importante,  $p_{sC1}$  doit être supérieure à la pression au réservoir,  $p_{sC1} > p_R \approx 1 \text{ bar}$ , d'où l'augmentation de pression quand le titre augmente. Pour  $x_{sC1} = 0,37$ , on note que  $p_{eC1} = 1,36 \text{ bar}$  et  $p_{sC1} = 1,12 \text{ bar}$ , d'où une différence de pression de  $0,24 \text{ bar}$  engendrée par le changement de phase. Il est également remarqué que plus le titre de vapeur à la sortie augmente, plus l'écart de pression au condenseur est important car la longueur de condensation est rallongée.

Pour mieux caractériser la perte de charge lors de la condensation, les paramètres suivants sont définis :

- $\Delta p = p_e - p_s$  est la perte de charge définie par l'écart de pression entre l'entrée et la sortie du condenseur,
- $x_m = (x_e + x_s)/2$  est le titre moyen de vapeur défini par la moyenne des titres de vapeur en entrée et en sortie du condenseur.

Un titre de vapeur moyen plus élevé signifie qu'il y a plus de vapeur dans la conduite.

La perte de charge sera ensuite étudiée pour les 2 condenseurs en fonction du titre moyen. Rappelons que nous nous intéressons à la perte de charge due aux frottements dans notre étude car nous négligeons les pertes de pression dues à l'accélération et la gravité. Pour la configuration de référence,  $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ , la vapeur est surchauffée ( $x_{eC1} \approx 1$ ) à l'entrée du condenseur N°1 et totalement condensée ( $x_{sC2} = 0$ ) en sortie du condenseur N°2. En contrôlant la puissance thermique échangée par l'eau de refroidissement, la valeur maximale du titre de vapeur à la sortie du condenseur N°1 est  $x_{sC1}^{\text{max}} = 0,37$ . Le tube d'observation est en configuration « isolé » (pas de visualisation), supposons alors que  $x_{eC2} \approx x_{sC1}$ . Ainsi la plage du titre de vapeur moyen est (0,5 – 0,69) pour le condenseur N°1 et (0 – 0,19) pour le condenseur N°2, d'où une discontinuité de la courbe de perte de charge dans la figure 3.16, qui présente l'évolution de la perte de charge en fonction du titre moyen pour les 2 condenseurs.

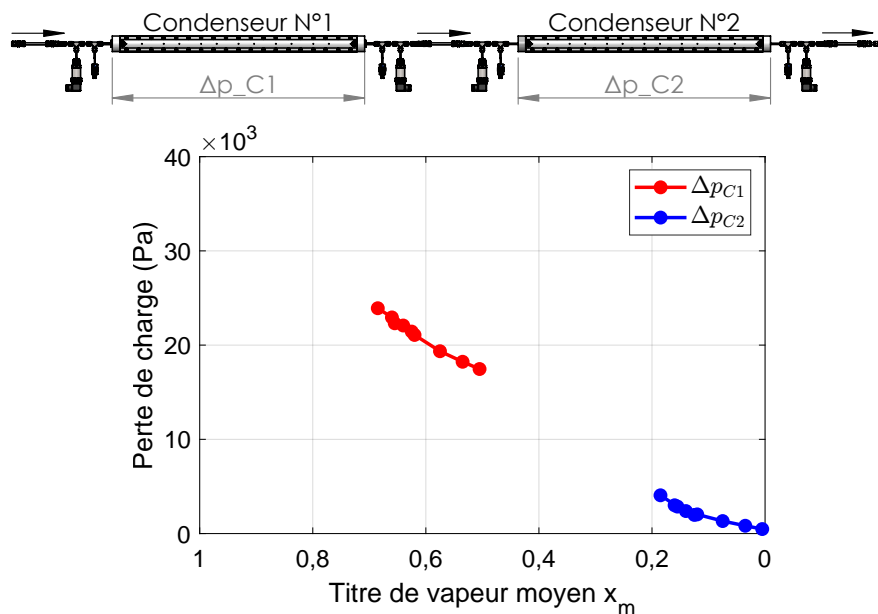


FIGURE 3.16 – Évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Plus le titre moyen augmente, plus la perte de charge devient importante. En effet, l'augmentation de  $x_m$  signifie qu'il y a de plus en plus de vapeur dans la conduite. Or la vitesse de vapeur est supérieure à celle du liquide, d'où une perte de charge plus importante dans la phase vapeur. La plupart de la vapeur est condensée au condenseur N°1, ce qui explique pourquoi la perte de charge est plus grande au condenseur N°1 que celle au condenseur N°2. Le titre moyen  $x_m = 0$  au condenseur N°2 signifie que la vapeur a été condensée avant d'y entrer ; une perte de charge mineure est observée correspondant à la perte de charge engendrée par l'écoulement liquide. Cela permet de confirmer que la perte de charge de l'écoulement monophasique est moins importante par rapport à celle de l'écoulement diphasique en changement de phase.

Pour résumer, la perte de charge due aux frottements dépend de la longueur de condensation. De plus, nous pouvons établir l'évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen.

## 3.2 Approche paramétrique

Dans les paragraphes précédents, nous avons analysé les mécanismes de condensation pour une configuration de référence avec les paramètres thermodynamiques fixées :  $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ °C}$ . Afin de mettre en exergue les influences des paramètres thermodynamiques de la ligne vapeur, une analyse paramétrique a été réalisée pour 2 paramètres principaux : la vitesse massique de vapeur  $G$  et la température au réservoir  $T_R$ . Pour cela, nous devons fixer un de ces 2 paramètres et faire varier l'autre. Afin d'assurer le bon fonctionnement du système, les gammes de paramètres suivantes sont retenues :  $51,4 \leq G \leq 85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $90 \leq T_R \leq 100 \text{ °C}$ .

### 3.2.1 Influence de la vitesse massique $G$

Pour souligner l'influence de la vitesse massique  $G$  sur le coefficient d'échange et la perte de charge, les essais similaires à ceux détaillés § 3.1 ont été effectués pour différentes vitesses massiques. La température de saturation au réservoir est fixée à  $T_R = 100 \text{ °C}$ . Le réglage de puissance  $\mathcal{P}_B$  au bouilleur permet de faire varier la vitesse massique  $G$ .

Le tableau 3.1 indique les puissances au bouilleur retenues et les débits de vapeur correspondants ; les vitesses massiques et les paramètres adimensionnels de l'écoulement en fonction de la puissance au bouilleur en sont déduites.

$\mathcal{P}_B$ (W)	$\dot{m}_{\text{vap}}$ (g s <sup>-1</sup> )	$G$ (kg m <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	$Re_{v0}$	$Re_{l0}$
1000	0,36	51,4	$12,4 \times 10^3$	542
1200	0,45	63,7	$15,6 \times 10^3$	677
1400	0,52	74,2	$17,9 \times 10^3$	782
1600	0,60	85,1	$20,8 \times 10^3$	903

TABLEAU 3.1 – Puissance au bouilleur retenue

À partir des nombres de Reynolds calculés, l'écoulement de vapeur surchauffée est toujours turbulent ( $Re_{v0} > 10 \times 10^3$ ) et l'écoulement de liquide sous-refroidi est toujours laminaire ( $Re_{l0} < 2,3 \times 10^3$ ) dans notre étude.

Une fois  $G$  et  $T_R$  fixés, le titre de vapeur en sortie du condenseur N°1 ou la longueur de condensation peuvent être contrôlés en réglant le débit d'eau de refroidissement et la température de consigne du cryostat. Afin d'assurer le bon fonctionnement du dispositif expérimental, les 2 débits d'eau  $\dot{m}_{\text{eau}} \approx 200 \text{ mL/min}$  et  $300 \text{ mL/min}$  et les 5 températures de consigne  $T_{\text{Cryo}} = 20 \text{ °C}$ ;  $30 \text{ °C}$ ;  $40 \text{ °C}$ ;  $50 \text{ °C}$  et  $60 \text{ °C}$  sont retenus. Ces paramètres peuvent être séparément réglés pour chaque condenseur. Mais dans un souci de simplification, ces paramètres sont pris identiques pour les 2 condenseurs.

Nous allons analyser l'influence de la vitesse massique de vapeur sur le coefficient d'échange et la perte de charge. L'évolution du coefficient d'échange en fonction de la vitesse massique est présentée sur la figure 3.17 à la page 89.

Nous constatons que la vitesse massique ou le débit de la vapeur joue un rôle significatif sur le coefficient d'échange, ce qui permet de mettre en évidence une évolution qui est conforme à celle issue de la littérature. Pour une valeur fixée du titre de vapeur, plus la vitesse massique augmente, plus le coefficient d'échange devient important, surtout pour les titres élevés. En effet, une vitesse massique élevée génère plus de turbulences dans la phase vapeur, ce qui favorise le transfert thermique par convection entre la vapeur en condensation et la paroi. Même si les valeurs sont différentes, la tendance

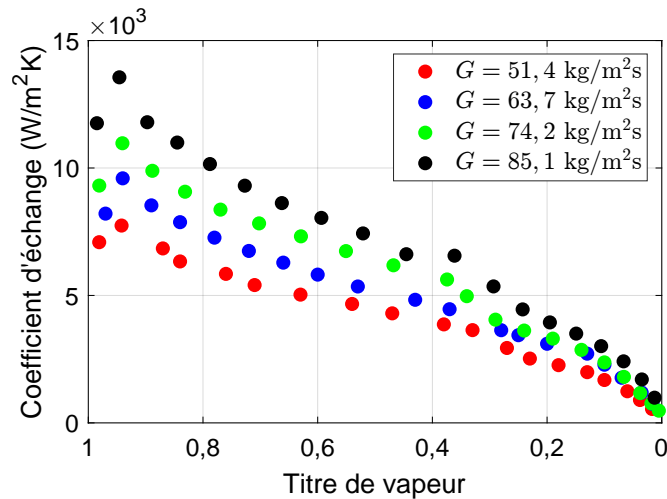


FIGURE 3.17 – Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur pour  $51,4 \leq G \leq 85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$  ( $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

des courbes est la même pour les 4 vitesses massiques. Un écart plus important entre des courbes est observé pour les titres supérieurs à 0,4, ce qui permet de souligner une nouvelle fois le rôle de la turbulence dans le transfert thermique. En effet, plus le titre est élevé, plus la vitesse de la phase vapeur dans le mélange diphasique devient importante. Par exemple pour  $x = 0,50$ , le coefficient évolue de  $4,3 \text{ kW/m}^2\text{K}$  pour  $G = 51,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$  à  $7,5 \text{ kW/m}^2\text{K}$  pour  $G = 85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . Le transfert thermique est alors plus efficace car il y a plus de turbulence générée dans la phase vapeur.

Nous observons plus en détail l'évolution du coefficient dans les plages du titre (1 – 0,6) et (0,2 – 0) pour les 2 vitesses massiques  $G = 51,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , comme le montre la figure 3.18.

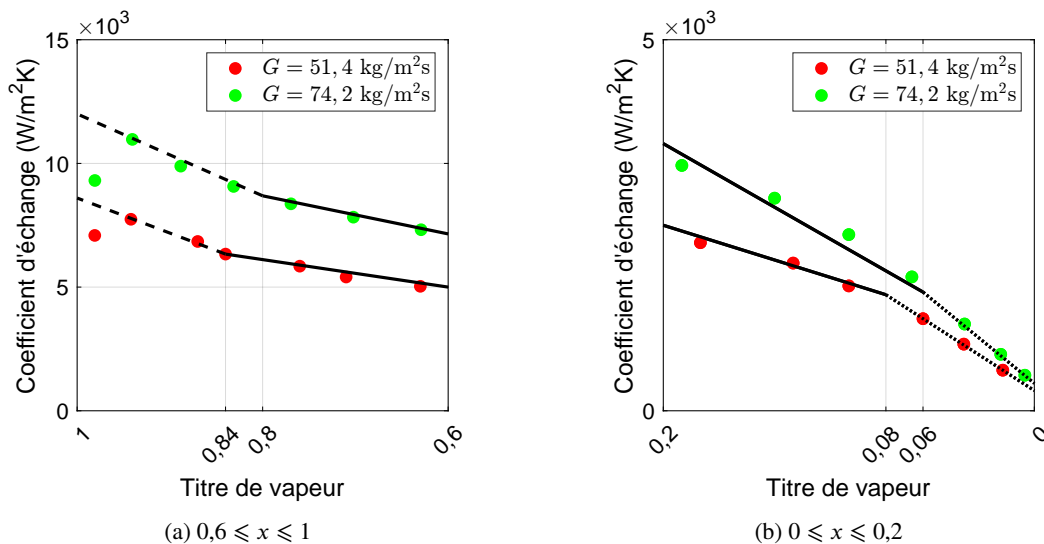


FIGURE 3.18 – Vue agrandie du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur pour  $G = 51,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  ( $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )



Plus la vitesse massique augmente, plus le titre de vapeur où a lieu le changement de la pente de décroissance diminue. La transition des régimes a lieu à un titre moins élevé pour une vitesse massique plus élevée. En effet, nos résultats de visualisation montrent que la transition de l'écoulement annulaire à celui à poches, à bouchons et à bulles a lieu à  $x = 0,08$  pour la vitesse massique  $G = 51,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , ce qui est conforme avec l'évolution du coefficient d'échange. Pour  $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$ , ce titre est moins élevé, et nous avons obtenu cela pour  $x = 0,06$ . Cela a également été souligné par Coleman et Garimella [34] dans leur travaux sur le R134a, ce qui nous permet de confirmer une nouvelle fois notre hypothèse de l'influence des régimes d'écoulement sur le coefficient d'échange local (cf. figures 3.18a et 3.18b). Alors, le changement des pentes de décroissance du coefficient d'échange est dû au changement des régimes d'écoulement. Ce dernier joue un rôle décisif dans l'évolution du coefficient d'échange.

Pour résumer, le coefficient d'échange est fonction de la vitesse massique ou du débit de vapeur. Plus le débit augmente, plus le transfert de chaleur est efficace. De plus, la tendance du coefficient d'échange peut être expliquée par les régimes d'écoulement. D'où l'importance de la visualisation dans notre étude.

Nous continuons l'analyse d'influence de la vitesse massique sur la perte de charge. L'évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen est présentée sur la figure 3.19 pour les 4 vitesses massiques.

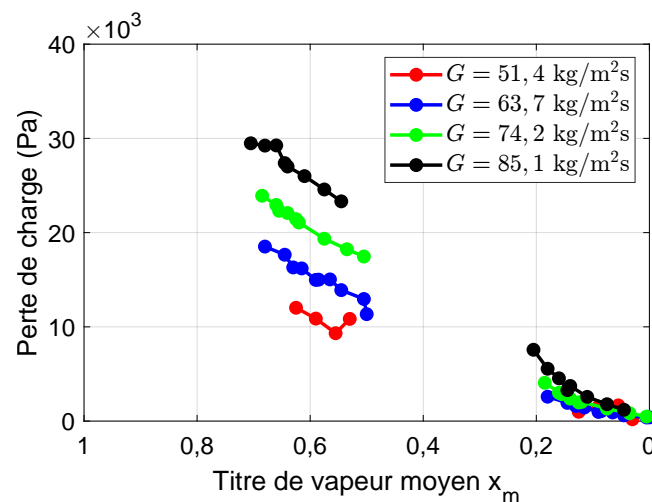


FIGURE 3.19 – Évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen pour  $51,4 \leq G \leq 85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$  ( $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

La vitesse massique joue un rôle important sur la perte de charge. Plus la vitesse massique est élevée, plus la perte de charge devient importante pour un même titre de vapeur moyen, car il y a plus de turbulences qui sont générées dans la phase vapeur. Par exemple pour  $x = 0,60$ , on note une augmentation de la perte de charge de  $10,5 \text{ kPa}$  ( $G = 51,4 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ) à  $22,5 \text{ kPa}$  ( $G = 85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ). L'évolution n'est pas linéaire et le gain de perte de charge croît sous forme de loi de puissance. Ce résultat est conforme aux résultats issus de la littérature.

Pour résumer, la vitesse massique joue un rôle important sur les comportements thermodynamiques de l'écoulement en condensation, ce qui est attribué à la turbulence de la phase vapeur. Plus la vitesse massique augmente, plus l'écoulement de vapeur devient turbulent. Cela favorise le transfert thermique par convection mais engendre plus de perte de charge due aux frottements.

### 3.2.2 Influence de la température $T_R$

Afin d'appréhender le rôle de la température au réservoir sur le coefficient d'échange et sur la perte de charge, les essais similaires à ceux décrits § 3.1 ont été effectués pour une autre température que celle utilisée dans la configuration de référence ( $T_R = 100\text{ °C}$ ). En effet, en conservant l'ensemble des autres paramètres de la configuration de référence ( $G = 74,2\text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\dot{m}_{\text{eau}} \approx 300\text{ mL/min}$ ,  $T_{\text{Cryo}} = 40\text{ °C}$ ) et en fixant  $T_R = 90\text{ °C}$  et non plus  $T_R = 100\text{ °C}$ , il est possible d'analyser directement l'influence de  $T_R$ .

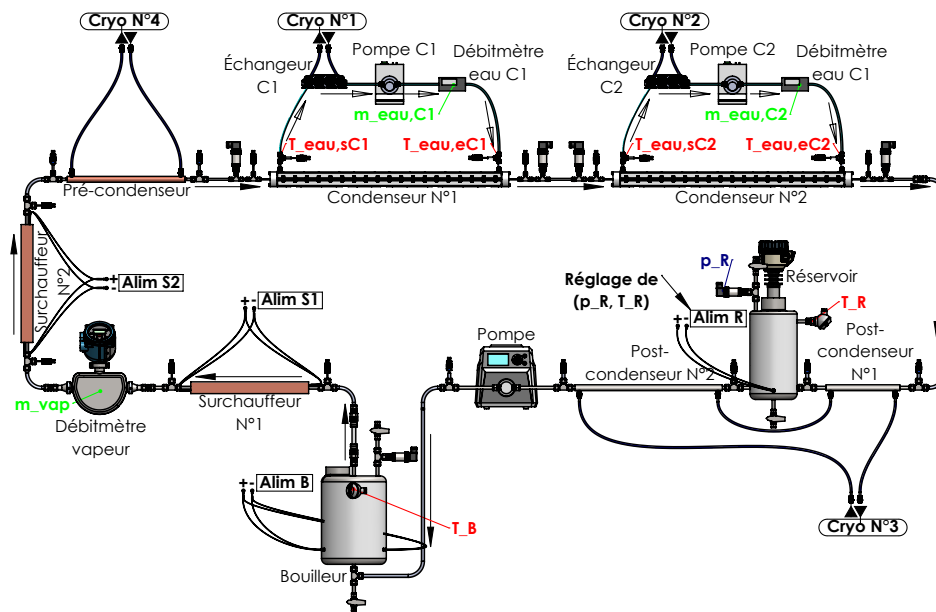


FIGURE 3.20 – Rappel du schéma de la boucle diphasique

Rappelons tout d'abord le rôle du réservoir. Au delà de récupérer l'ensemble du condensat comme le montre la figure 3.20, il dispose d'une puissance de chauffage propre permettant de réguler la température au sein du réservoir. En modulant sa valeur, par exemple en fixant une température à  $90\text{ °C}$  au lieu de  $100\text{ °C}$ , les conditions thermiques en sortie du condenseur N°2 sont modifiées et donc le réservoir (avec ses conditions thermiques) va moduler l'état de saturation de la vapeur en sortie du condenseur. En fait, plus  $T_R$  est réduit et plus la vapeur se condense à une température de saturation réduite. Les résultats des essais pour les 2 températures  $T_R = 90\text{ °C}$  et  $100\text{ °C}$  sont reportés dans le tableau 3.2.

Paramètres	$T_R = 100\text{ °C}$	$T_R = 90\text{ °C}$
Pression au réservoir, $p_R$	1,01 bar	0,72 bar
Température d'eau en entrée, $T_{\text{eau,eC1}}$	39,1 °C	39,2 °C
Température d'eau en sortie, $T_{\text{eau,sC1}}$	93,1 °C	88,9 °C
Puissance de chaleur échangée, $\dot{q}_{\text{eau,C1}}$	820,9 W	746,3 W
Titre de vapeur en sortie, $x_{s,C1}$	0,32	0,40

TABLEAU 3.2 – Évolution des mesures au réservoir et au condenseur N°1 en fonction de la température  $T_R$  au réservoir ( $G = 74,2\text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $\dot{m}_{\text{eau}} \approx 300\text{ mL/min}$ )

À partir du tableau 3.2, il est clair que le changement de la température modifie les conditions de saturation. En effet, le titre de vapeur en sortie du condenseur N°1 passe d'une valeur de 0,32 à 0,40 respectivement pour  $T_R = 90\text{ °C}$  et  $100\text{ °C}$ . La longueur de condensation est donc favorisée avec la

réduction  $T_R$ . En réduisant  $T_R$ , on réduit l'écart entre les niveaux de température du réseau et celle de l'eau de refroidissement, réduisant d'autant les flux échangés.

La figure 3.21 présente la comparaison des coefficients d'échange en fonction du titre de vapeur pour les 2 valeurs de  $T_R$  disponibles.

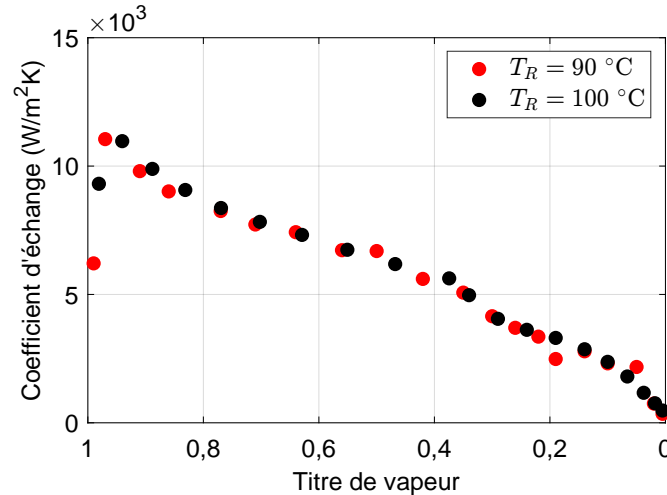


FIGURE 3.21 – Évolution du coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur pour  $T_R = 90$  °C et  $T_R = 100$  °C ( $G = 74,2$  kg/m<sup>2</sup>s)

Clairement, la variation de  $T_R$  ne joue pas de rôle sur les coefficients d'échange. La variation de  $T_R$  de 10 °C engendre une faible variation de la pression de saturation, égale à 0,29 bar. Une aussi faible variation ne permet pas de modifier de manière notable les caractéristiques et les propriétés thermodynamiques de l'eau dont la pression critique est de  $p_c = 220$  bars : ici la pression réduite est respectivement de 0,0041 ( $T_R = 90$  °C) et 0,0045 ( $T_R = 100$  °C). Pourtant la variation de  $T_R$  permet une modulation de la longueur de condensation et sa variation peut s'assimiler à une augmentation de la consigne de 10 °C de la consigne du cryostat, i.e. une réduction de l'écart de température et donc au final du flux thermique échangé sans une modification du coefficient d'échange.

Pour compléter cette analyse, l'évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen est présentée sur la figure 3.22 pour les 2 températures au réservoir.

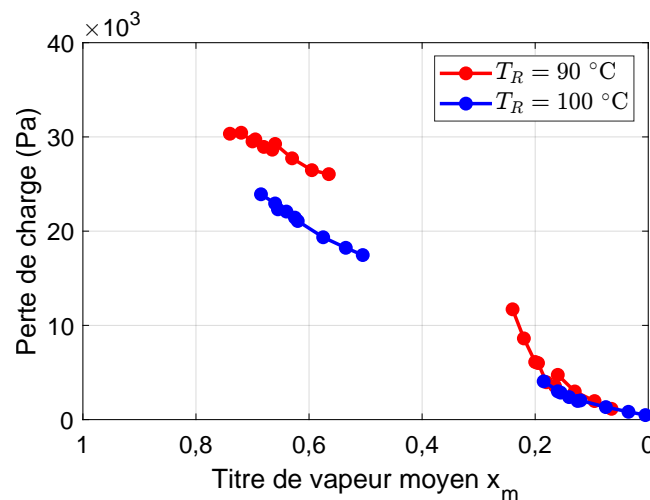


FIGURE 3.22 – Évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen pour  $T_R = 90$  °C et  $T_R = 100$  °C ( $G = 74,2$  kg/m<sup>2</sup>s)

Il est clair que la perte de charge pour  $T_R = 90\text{ °C}$  est supérieure à celle pour  $T_R = 100\text{ °C}$ . Cette tendance est bien marquée au condenseur N°1 ( $x_m \geq 0,5$ ) car une plus grande part de vapeur y est condensée ; au condenseur N°2, il y a peu de différence entre 2 conditions d'essais pour les faibles titres moyens ( $x_m < 0,2$ ). En effet, cela a été souligné précédemment, la diminution de température au réservoir va avoir pour conséquence de rallonger la longueur de condensation, d'où l'augmentation de pertes de charge.

Pour résumer, la température au bouilleur  $T_R$  semble jouer un rôle négligeable sur le coefficient d'échange car les propriétés thermodynamiques de l'eau ne varient pas beaucoup. Par contre, la perte de charge est fonction de  $T_R$  car cette dernière fait varier la longueur de condensation.

Intéressons nous enfin dans cette dernière partie de ce chapitre à confronter nos résultats à ceux de la littérature.

### 3.3 Confrontation aux corrélations existantes

Les corrélations empiriques jouent un rôle essentiel dans la conception des systèmes thermiques. En effet, le coefficient d'échange pilote directement les puissances échangées et la perte de charge détermine la puissance des turbomachines nécessaire pour entraîner le fluide. Les corrélations permettent donc de dimensionner les systèmes à développer. En confrontant nos résultats expérimentaux aux corrélations disponibles dans la littérature, notre objectif est de positionner nos essais dans l'état de l'art et surtout de situer les effets de la géométrie et du fluide utilisé.

En effet, rappelons que les tubes utilisés sont des mini-canaux ( $D = 3\text{ mm}$ ) alors que la plupart des gammes de validité est donné pour des tubes macro-canaux ou conventionnels. L'utilisation des diamètres de cette taille peut favoriser les forces de tension superficielle sans pour autant correspondre à des régimes de micro-canaux. De plus, les corrélations sont principalement obtenues pour des fluides frigorigènes différents de l'eau et, comme nous l'avons indiqué dans l'introduction, très peu d'études sont dédiées aux mécanismes de condensation entre l'eau liquide et sa vapeur. Même si notre volonté n'est pas d'ajouter une corrélation dédiée, il est intéressant de souligner en effet les éventuelles différences.

#### 3.3.1 Coefficients d'échange

Les corrélations issues de la littérature sont données sur la base d'études expérimentales, obtenues sur une grande quantité de fluides différents, de diamètres hydrauliques ou encore de conditions d'essais. Il existe une innombrable quantité de corrélations mais 2 tendances sont identifiées comme nous avons pu déjà le mentionner dans la revue bibliographique : les corrélations de type Shah et celles de type Martinelli.

La corrélation de **Shah** [18] est largement utilisée pour la condensation des fluides en raison de sa grande plage de validité. En effet, elle détermine le coefficient d'échange en se basant sur une campagne expérimentale de 11 auteurs différents, qui regroupe 474 points de mesure dont les paramètres et conditions d'essais concernent les fluides de travail (eau, R11, R12, R22, R113, méthanol, éthanol, benzène, toluène et trichloréthylène), les positions des tubes (verticale, horizontale et inclinée), les diamètres hydrauliques de 7 à 40 mm, les vitesses massiques de 11 à 211 kg/m<sup>2</sup>s, les variations de titre de vapeur de 1 à 0, et les pressions réduites de 0,002 à 0,44. La corrélation pour le coefficient d'échange prend la forme suivante :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{liq}} = 0,023Re_{lo}^{0,8}Pr_{liq}^{0,4} \left[ (1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76}(1-x)^{0,04}}{Pr^{0,38}} \right] \quad (3.10)$$

où :

- $p_r$  est la pression réduite, rapport entre la pression  $p$  et la pression critique  $p_c$  du fluide :

$$p_r = \frac{p}{p_c} \quad (3.11)$$

- $Re_{l_0}$  est le nombre de Reynolds de la phase liquide pure défini par :

$$Re_{l_0} = \frac{GD_h}{\mu_{liq}} \quad (3.12)$$

La corrélation de Shah est basée sur le nombre de Nusselt de la phase liquide turbulente en raison de la ressemblance des paramètres utilisés par rapport à ceux de l'équation de Colburn [9], qui détermine le nombre de Nusselt pour un écoulement turbulent monophasique :

$$Nu = \frac{hD_h}{\lambda} = 0,023Re^{0,8}Pr^{0,4} \quad (3.13)$$

En tenant compte du changement de phase, Shah a multiplié ce nombre de Nusselt pour la phase liquide par un terme correctif sous la forme d'un polynôme qui est fonction du titre de vapeur et de la pression réduite.

Une seconde tendance dans les corrélations est d'intégrer le paramètre de Martinelli  $X_{tt}$ . Par exemple, **Huang et al.** [48] propose une corrélation à partir d'essais de condensation de R410A dans des tubes horizontaux, pour des diamètres variant de 1,6 à 4,7 mm et une vitesse massique variant de 200 à 800 kg/m<sup>2</sup>s. En se basant sur la théorie du film liquide turbulent et la théorie de Nusselt, le coefficient local d'échange s'exprime par :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{liq}} = 0,0152Re_{liq}^{0,77} \left( -0,33 + 0,83Pr_{liq}^{0,8} \right) \left( \frac{\phi_{vap}}{X_{tt}} \right) \quad (3.14)$$

où les paramètres  $Re_{liq}$ ,  $\phi_{vap}$  et  $X_{tt}$  sont définis par :

$$Re_{liq} = \frac{G(1-x)D_h}{\mu_{liq}} \quad (3.15a)$$

$$\phi_{vap} = 1 + 0,5 \left[ \frac{G}{\sqrt{gD_h\rho_{vap}(\rho_{liq} - \rho_{vap})}} \right]^{0,75} X_{tt}^{0,35} \quad (3.15b)$$

$$X_{tt} = \left( \frac{1-x}{x} \right)^{0,9} \left( \frac{\rho_{vap}}{\rho_{liq}} \right)^{0,5} \left( \frac{\mu_{liq}}{\mu_{vap}} \right)^{0,1} \quad (3.15c)$$

Dans cette corrélation, le paramètre de Martinelli  $X_{tt}$  est utilisé en considérant que les phases liquide et vapeur comme turbulentes, d'où l'indice « tt » dans  $X_{tt}$ . Ces 2 corrélations seront comparées avec nos résultats expérimentaux comme le montre la figure 3.23.

La figure 3.23 présente les corrélations de ces 2 tendances, i.e. Shah [18] et Huang et al. [48], en traçant le coefficient d'échange en fonction du titre de vapeur. Les valeurs obtenues dans notre étude sont également présentées et la figure 3.23 permet une confrontation directe. La confrontation des coefficients d'échange souligne de très fortes disparités en terme de valeur que ce soit entre nos résultats expérimentaux, ceux de la corrélation obtenue par Shah [18], mais également entre les 2 corrélations de la littérature entre elles.

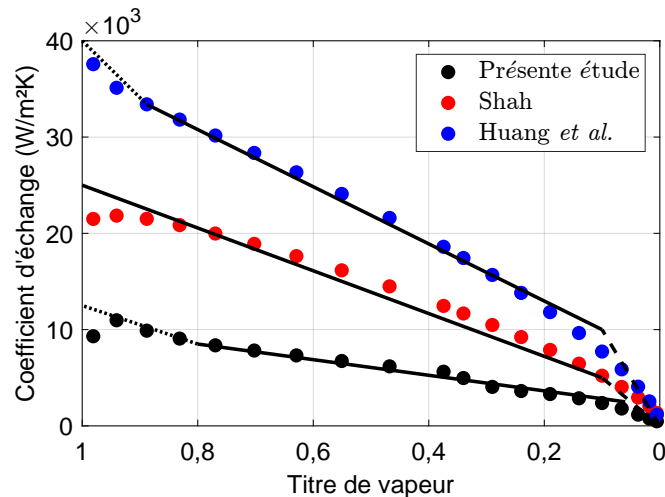


FIGURE 3.23 – Comparaison avec 2 corrélations ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

En effet, à  $x = 0,8$  par exemple, les coefficients sont respectivement égaux à 30, 20 et  $8 \text{ kW/m}^2\text{K}$  pour les corrélations de Huang *et al.* [48], Shah [18] et nos mesures. Il existe donc un écart de plus d'un facteur 3 entre les valeurs et bien que ces différences soient réduites avec les réductions de  $x$ , les différences demeurent notables. Tout d'abord, et comme nous l'avons signalé, les corrélations de la littérature sont principalement basées sur des fluides de type fluides frigorigènes tels que le FC-72 [47] et pas sur l'eau. Même si cela joue très certainement un rôle sur les niveaux de coefficients obtenus, cette sur-estimation est sans doute également due à d'autres origines. En fait, les valeurs des corrélations de la littérature sont obtenues en se basant sur un état turbulent de la phase liquide. De notre côté, l'écoulement liquide dans notre étude est laminaire et peut alors limiter les flux échangés. Néanmoins et malgré les différences d'ordre de grandeur, force est de constater que des tendances d'évolution similaires se dégagent. Cependant, l'évolution du coefficient d'échange de chaleur offre une tendance similaire pour les 3 courbes en fonction du titre  $x$  et de la plage du titre considérée.

L'ensemble des débits étudiés dans notre étude expérimentale varie de  $51,4$  à  $85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et les coefficients d'échange sont comparés sur cette plage de débit de vapeur aux résultats des corrélations empiriques disponibles, comme le montre la figure 3.24 à la page 96.

Les corrélations utilisant le paramètre  $X_{tt}$  sont nommées « **type Martinelli** » et représentées par des courbes pointillées dans les graphes et celles n'utilisant pas ce paramètre sont de « **type Shah** » et indiquées par des courbes continues. Les résultats expérimentaux seront comparés avec les 4 corrélations de type Shah, telles que Akers *et al.* [49], Cavallini et Zecchin [40], Shah [18] et Bohdal *et al.* [50] et avec les 4 corrélations de type Martinelli, telles que Haraguchi *et al.* [46], Dobson et Chato [51], Koyama *et al.* [52] et Huang *et al.* [48].

Les résultats issus de ces différentes corrélations permettent de souligner que plus la vitesse massique augmente, plus le transfert thermique est efficace. Pourtant, il existe encore un désaccord entre les corrélations de même type; par exemple la prédiction d'Akers *et al.* [49] est 1,5 fois plus grande que celle de Shah, ou la corrélation de Haraguchi *et al.* [46] est 2 fois plus élevée que celle de Huang *et al.* [48]. De plus, les 2 types de corrélations ne sont pas en accord entre eux. Pour la prédiction du coefficient d'échange, il n'existe pas donc de formule empirique universelle pour tous les fluides de travail. En effet, chacun possède des propriétés thermodynamiques différentes qui influencent sur le transfert thermique par changement de phase.

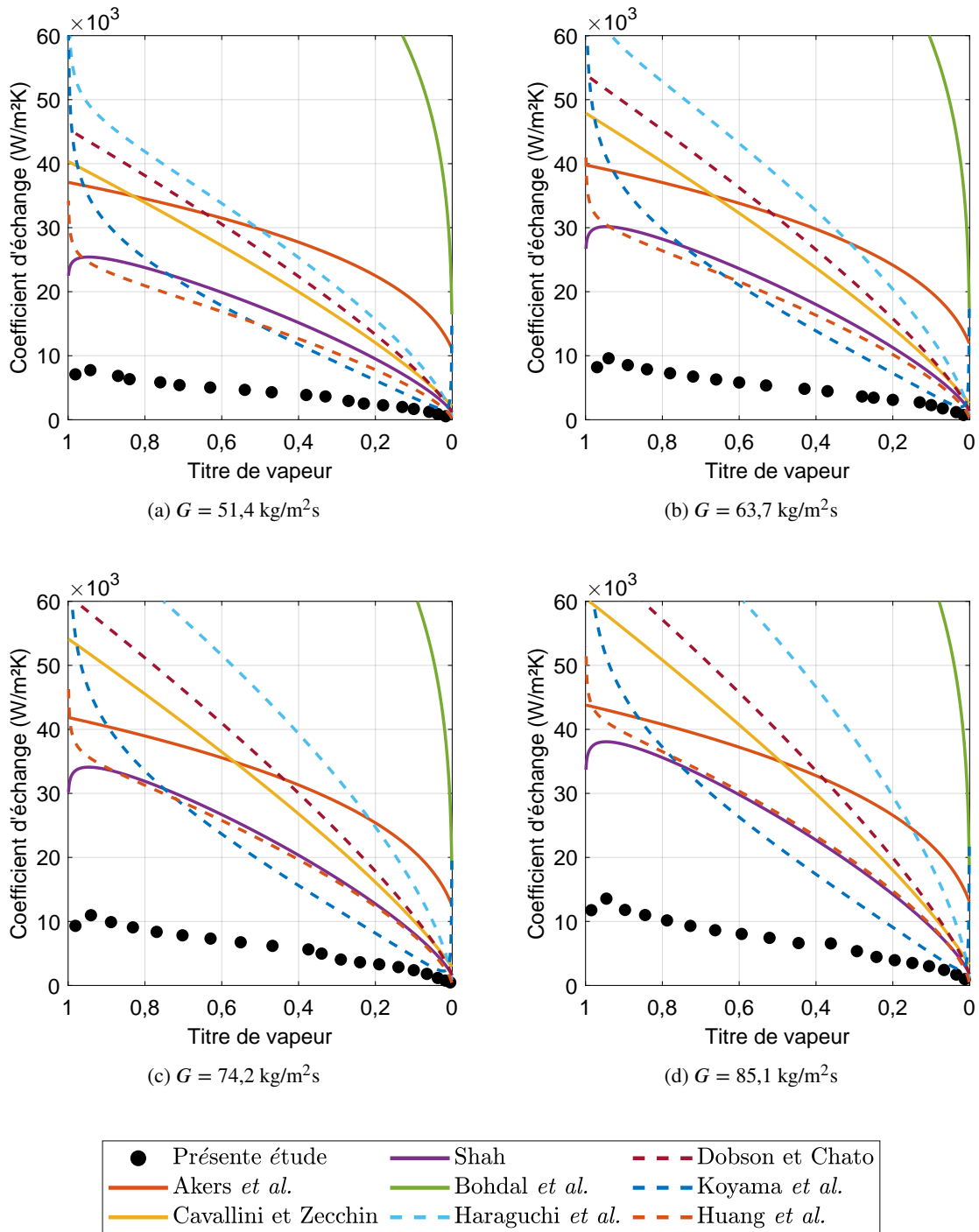


FIGURE 3.24 – Confrontation du coefficient d'échange de notre étude aux corrélations issues de la littérature,  $51,4 \leq G \leq 85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ °C}$

Pour résumer, les corrélations existantes, qui utilisent les paramètres pour l'écoulement turbulent tels que  $Nu$  et  $X_{tt}$ , ont une tendance à surestimer le coefficient d'échange pour nos conditions d'essais, et doivent être modifiées afin de prendre en compte l'écoulement laminaire de la phase liquide. Les corrélations de type Martinelli donnent une meilleure prédiction sur la tendance du coefficient d'échange offrant cependant un ordre de grandeur de différence avec les résultats expérimentaux de l'étude.

### 3.3.2 Perte de charge

Le calcul de la perte de charge joue un rôle important dans la conception des systèmes diphasiques car il détermine la puissance des systèmes de turbomachines nécessaire pour entraîner le fluide. Dans la littérature, il existe de nombreuses corrélations, notamment la corrélation de Mishima et Hibiki [38] et celle de Cavallini *et al.* [40]. Ces 2 corrélations déterminent le gradient de pression dû aux frottements, en se basant sur la formule classique d'un écoulement monophasique, qui s'exprime par :

$$-\frac{dp}{dz} = \frac{fG^2}{2D_h\rho} \quad (3.16)$$

avec  $f$  le coefficient de frottement qui peut être déterminé par une corrélation empirique comme Churchill [53] :

$$f = 8 \left[ \left( \frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{1,5}} \right]^{\frac{1}{12}} \quad (3.17)$$

où :

$$A = \left\{ -2,475 \ln \left[ \left( \frac{7}{Re} \right)^{0,9} + \frac{\epsilon}{3,7D_h} \right] \right\}^{16} \quad (3.18a)$$

$$B = \left( \frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (3.18b)$$

**Mishima et Hibiki** [38] ont étudié la perte de charge d'un mélange adiabatique air-eau concernant les vitesses de la phase ( $0,0896 \leq j_{\text{vap}} \leq 79,3$  m/s ;  $0,0116 \leq j_{\text{liq}} \leq 1,67$  m/s) et les diamètres hydrauliques de 1,05 à 3,9 mm. D'après eux, la perte de charge sur une unité de longueur est exprimée en fonction du multiplicateur de frottement  $\phi_{\text{liq}}^2$  et du gradient de pression  $(dp/dz)_{\text{liq}}$  :

$$\frac{\Delta p}{L} = -\phi_{\text{liq}}^2 \left( \frac{dp}{dz} \right)_{\text{liq}} \quad (3.19)$$

où :

$$\phi_{\text{liq}}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (3.20)$$

et le coefficient  $C$  est défini par :

$$C = 21 [1 - \exp(-0,319D_h)] \quad (3.21)$$

Le paramètre de Martinelli  $X$  est défini par :

$$X^2 = \frac{\left( \frac{dp}{dz} \right)_{\text{liq}}}{\left( \frac{dp}{dz} \right)_{\text{vap}}} \quad (3.22)$$

où les valeurs du gradient de pression sont données par :

$$-\left( \frac{dp}{dz} \right)_{\text{liq}} = \frac{f_{\text{liq}} G^2 (1 - x_m)^2}{2D_h \rho_{\text{liq}}} \quad (3.23a)$$

$$-\left( \frac{dp}{dz} \right)_{\text{vap}} = \frac{f_{\text{vap}} G^2 x_m^2}{2D_h \rho_{\text{vap}}} \quad (3.23b)$$



avec  $f_{\text{liq}}$  et  $f_{\text{vap}}$  calculés respectivement en remplaçant  $Re$  de l'équation 3.17 par  $Re_{\text{liq}}$  et  $Re_{\text{vap}}$ . Nous rappelons que :

$$Re_{\text{liq}} = \frac{G(1 - x_m)D_h}{\mu_{\text{liq}}} \quad (3.24a)$$

$$Re_{\text{vap}} = \frac{Gx_m D_h}{\mu_{\text{vap}}} \quad (3.24b)$$

Malgré l'utilisation d'un même nom (paramètre de Martinelli), le calcul de  $X$  pour la prédiction de la perte de charge est différent par rapport à celui de  $X_{\text{tt}}$  de l'équation 3.15c pour le coefficient d'échange. En effet,  $X_{\text{tt}}$  est fonction d'un titre local  $x$  et calculé pour l'écoulement turbulent de la phase liquide et vapeur, tandis que  $X$  est déterminé à partir d'une valeur moyenne  $x_m$  et des pertes de charges dues aux frottements pour les 2 phases.

Concernant la corrélation de **Cavallini et al.** [40], les auteurs ont étudié la perte de charge de différents fluides de travail (R22, R32, R125, R134a, R236ea, R407C et R410A) concernant le diamètre hydraulique de 8 mm et les vitesses massiques de 100 à 750 kg/m<sup>2</sup>s. Ils ont proposé une version modifiée de la corrélation de Friedel [6] afin de l'appliquer uniquement à l'écoulement annulaire. La perte de charge sur une unité de longueur est calculée en fonction du multiplicateur de frottement  $\phi_{\text{lo}}^2$  et le gradient de pression  $(dp/dz)_{\text{lo}}$  :

$$\frac{\Delta p}{L} = -\phi_{\text{lo}}^2 \left( \frac{dp}{dz} \right)_{\text{lo}} \quad (3.25)$$

où :

$$\phi_{\text{lo}}^2 = E + \frac{1,262F \times H}{We^{0,1458}} \quad (3.26)$$

et les coefficients  $E$ ,  $F$  et  $H$  sont exprimées comme suit :

$$E = (1 - x_m)^2 + \frac{\rho_{\text{liq}} f_{\text{vo}}}{\rho_{\text{vap}} f_{\text{lo}}} x_m^2 \quad (3.27a)$$

$$F = x_m^{0,6978} \quad (3.27b)$$

$$H = \left( \frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{vap}}} \right)^{0,3278} \left( \frac{\mu_{\text{vap}}}{\mu_{\text{liq}}} \right)^{-1,181} \left( 1 - \frac{\mu_{\text{vap}}}{\mu_{\text{liq}}} \right)^{3,477} \quad (3.27c)$$

Le nombre de Weber est défini par :

$$We = \frac{\rho_{\text{TP}} \mu_{\text{liq}}^2 D_h}{\sigma} \quad (3.28)$$

avec  $\rho_{\text{TP}}$  la densité du mélange donnée par :

$$\rho_{\text{TP}} = \left[ \frac{x_m}{\rho_{\text{vap}}} + \left( \frac{1 - x_m}{\rho_{\text{liq}}} \right) \right]^{-1} \quad (3.29)$$

Finalement, le gradient de pression  $(dp/dz)_{\text{lo}}$  s'écrit par :

$$-\left( \frac{dp}{dz} \right)_{\text{lo}} = \frac{f_{\text{lo}} G^2}{2D_h \rho_{\text{lo}}} \quad (3.30)$$

avec  $f_{lo}$  calculé en remplaçant  $Re$  de l'équation 3.17 par  $Re_{lo}$ . Nous rappelons que :

$$Re_{lo} = \frac{GD_h}{\mu_{liq}} \quad (3.31)$$

Il est remarqué que le modèle de Cavallini *et al.* [40] utilise les paramètres en considérant une seule phase liquide (*liquid only* ou « lo ») ou vapeur (*vapor only* ou « vo ») circulant entièrement dans la conduite à la vitesse massique totale et le modèle de Mishima et Hibiki [38] utilise les paramètres calculés à partir de leur vitesse de la phase. Ces 2 corrélations sont comparées avec nos résultats expérimentaux comme le montre la figure 3.25.

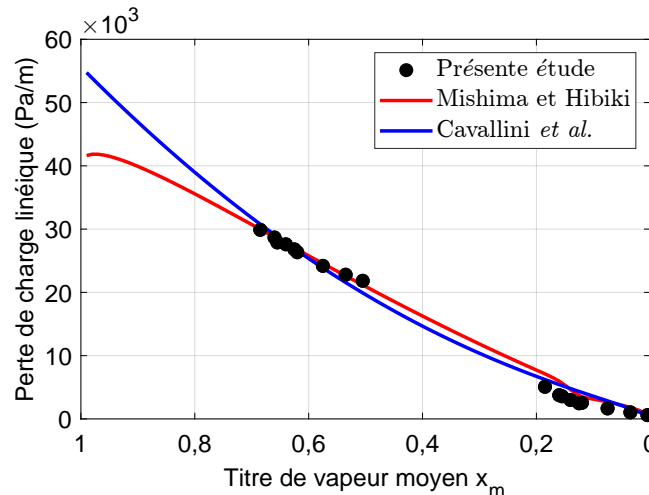


FIGURE 3.25 – Comparaison avec 2 corrélations ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

Les 2 corrélations semblent cohérentes avec nos résultats expérimentaux. En effet, elles ont la même tendance que la perte de charge de notre étude, i.e. la diminution de la perte de charge en fonction du titre vapeur moyen. En particulier, le modèle de Mishima et Hibiki [38] donne des résultats extrêmement proches des valeurs expérimentales aux 2 condenseurs. Rappelons que Mishima et Hibiki [38] ont effectué des travaux pour évaluer la perte de charge du mélange adiabatique air-eau. Leur conditions d'essais sont proches des nôtres, cela permet de montrer qu'il existe peu de différence entre la perte de charge du fluide adiabatique et celle de l'écoulement en changement de phase. En effet, la perte de charge est liée aux frottements dus à la viscosité du fluide et à la variation de vitesse des éléments. Ces paramètres dépendent uniquement de la nature des fluides et des conditions d'essais, telles que le diamètre du tube, le débit de l'écoulement et le titre vapeur moyen.

De manière similaire à la présentation des coefficients de transfert de chaleur, comparons nos résultats ( $51,4 \leq G \leq 85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ ) avec les autres corrélations issues de la littérature comme le montre la figure 3.26 à la page 100.

Dans notre étude, les corrélations utilisant les paramètres de la phase liquide du mélange diphasique (« liq », cf. équation (3.19)) sont indiquées par des courbes continues dans les graphes, telles que Lockhart et Martinelli [25], Souza *et al.* [54], Mishima et Hibiki [38] et Lee *et al.* [55]. Les corrélations utilisant les paramètres de la phase liquide pure (« lo », cf. équation (3.30)) sont représentées par des courbes pointillées, telles que Chisholm [35], Friedel [6] et Cavallini *et al.* [40].

Les résultats donnés par différentes corrélations permettent de confirmer une nouvelle fois la tendance de la perte de charge en fonction du titre vapeur moyen  $x_m$  et de la vitesse massique  $G$ , ce qui est en accord avec notre étude. En effet, plus le débit vapeur augmente, plus la perte de charge devient importante.

Par rapport aux corrélations utilisant les paramètres « liq » ou *liquid* (courbes continues), les tendances sont proches des valeurs expérimentales, sauf la corrélation de Souza *et al.* [54] qui semble surestimer la perte de charge. Concernant les corrélations utilisant les paramètres « lo » ou *liquid only* (courbes pointillées), les 3 corrélations donnent 3 prédictions différentes, dans lesquelles celle de Cavallini *et al.* [40] est cohérente. En effet, le type de corrélation qui donne une meilleure prédiction exprime les gradients de pression en fonction du titre vapeur moyen (cf. équation 3.19), tandis que ces paramètres ne dépendent pas du titre (cf. équation 3.30) dans l'autre type de corrélation.

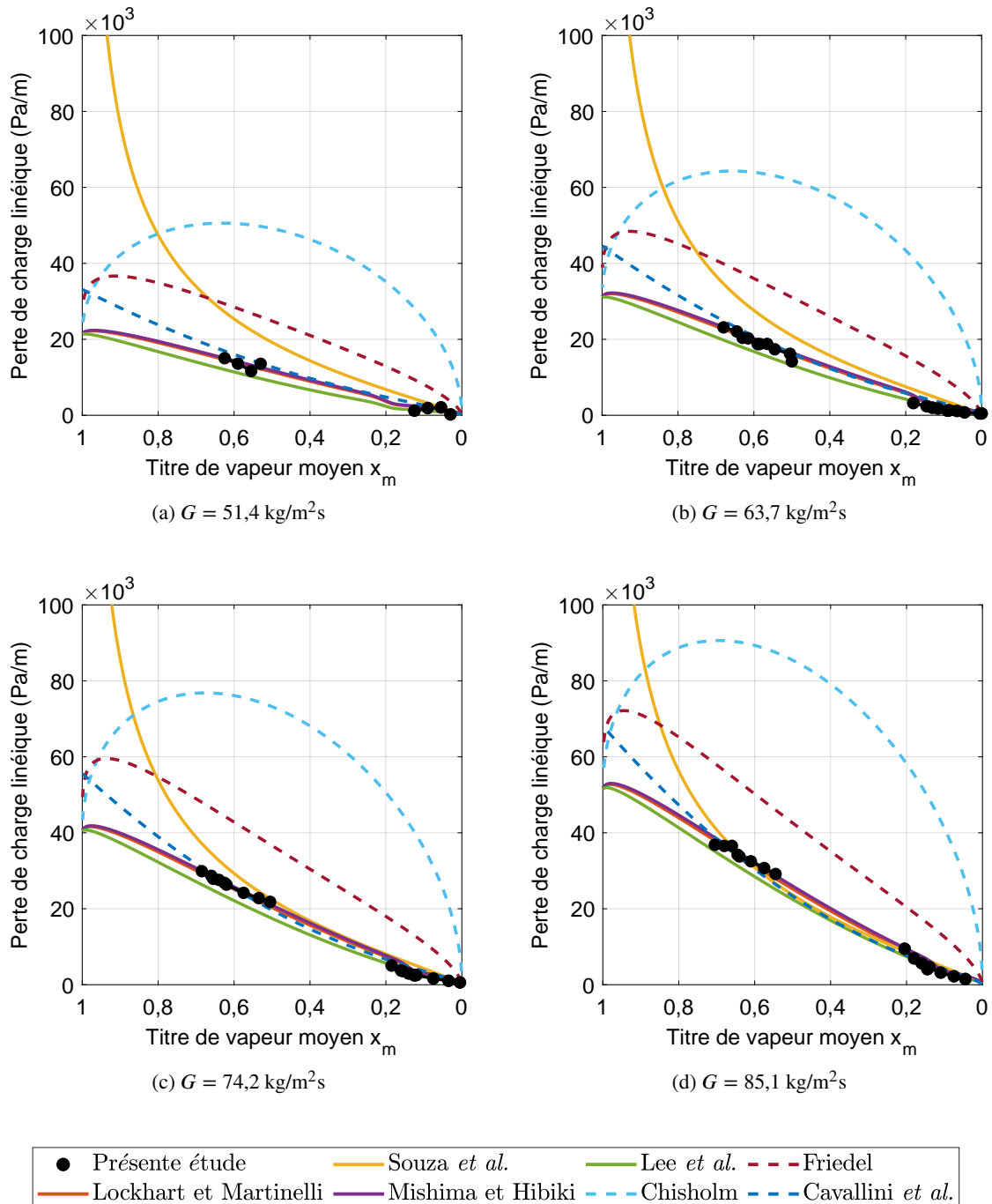


FIGURE 3.26 – Confrontation de la perte de charge de notre étude aux corrélations issues de la littérature ( $51,4 \leq G \leq 85,1 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ }^\circ\text{C}$ )

### 3.4 Conclusion partielle

Un montage expérimental fondamental, capable de contrôler le débit massique  $G$ , l'état de saturation ( $p_{\text{sat}} - T_{\text{sat}}$ ) et le titre  $x$  de vapeur a été conçu, mis en place et utilisé dans ce travail pour permettre de mieux comprendre le comportement thermodynamique du fluide au cours de la condensation (topologie des écoulements, coefficient d'échange local  $h_i$  et perte de charge  $\Delta p$ ), selon l'influence des paramètres mentionnés précédemment. Les données expérimentales recueillies pour différents points de fonctionnement ont pu faire l'objet de comparaisons avec les corrélations issues de la bibliographie.

L'approche expérimentale sera complétée par la simulation numérique présentée par la suite dans la seconde partie de ce manuscrit.



## **Deuxième partie**

# **Étude numérique du changement de phase par le couplage *Level-Set/Volume-of-Fluid***



## Chapitre 4

# Simulations numériques d'écoulements diphasiques sans changement de phase

### Sommaire

---

<b>4.1 Introduction</b>	<b>106</b>
<b>4.2 Généralités des méthodes de suivi d'interface</b>	<b>106</b>
<b>4.3 Dynamique du fluide incompressible</b>	<b>110</b>
<b>4.4 Prise en main du code de calcul DFMVOF</b>	<b>116</b>
<b>4.5 Validation du code DFMVOF</b>	<b>123</b>
<b>4.6 Conclusion partielle</b>	<b>133</b>

---

*La première partie de ce manuscrit a analysé expérimentalement les mécanismes physiques mis en jeu lors de la condensation. Cette analyse a permis de souligner la topologie d'écoulements lors des changements de phase et de les relier aux comportements thermodynamiques. Une étude numérique serait alors nécessaire pour évaluer (qualitativement et quantitativement) ces comportements.*

*La seconde partie est donc dédiée au développement numérique du changement de phase par la méthode de couplage Level-Set/Volume-of-Fluide. Le premier chapitre de cette partie, le chapitre 4, a pour objectif principal de présenter les caractéristiques fondamentales de cette méthode de suivi d'interface liquide-vapeur, ainsi que la résolution des équations gouvernant la dynamique des fluides diphasiques incompressibles sans changement de phase.*



## 4.1 Introduction

Comme mentionné précédemment dans la première partie, le phénomène de condensation est très présent dans la nature et exploité dans de nombreux procédés industriels. Ce type de transfert permet d'échanger de fortes densités de flux de chaleur, ce qui est très intéressant pour l'optimisation des échangeurs compacts. Par ailleurs, la simulation numérique des écoulements, qu'ils soient monophasiques ou diphasiques, adiabatiques ou avec changement de phase, a connu un essor considérable au cours des dernières décennies. Il est donc indispensable de développer une méthode numérique pour la simulation d'un écoulement diphasique en changement de phase, ce qui doit permettre de parvenir à une meilleure compréhension de ces phénomènes, et par conséquent de mieux caractériser le transfert de chaleur et de masse à l'interface entre les deux phases.

Dans un écoulement diphasique liquide-vapeur, l'interface est définie comme étant la frontière entre deux phases. Il s'agit d'une zone où certaines grandeurs physiques sont discontinues, ce qui pose de nombreux problèmes numériques affectant la précision de la description géométrique de l'interface. De plus, la topologie de l'écoulement évolue au cours du temps et il est nécessaire de recourir aux méthodes de suivi d'interface pouvant être couplées avec les méthodes de résolution des équations gouvernant le mouvement des fluides. Enfin, dans le cas du changement de phase, le transfert de masse est modélisé numériquement par un terme source localisé à l'interface et rajouté dans les équations gouvernantes.

Aux vues de telles complexités, un outil numérique complètement développé au sein de notre laboratoire existe déjà mais ne permet de modéliser que **les écoulements diphasiques sans le changement de phase**. De plus, cet outil fiable et flexible peut être étendu à différents types de phénomènes de transfert de chaleur et de masse tels que la condensation et l'ébullition. Avant de mettre en œuvre des évolutions du modèle, il est tout d'abord important de rappeler les méthodes de suivi d'interface et les équations gouvernant la dynamique du fluide utilisé dans notre modèle. Ensuite, nous allons présenter les caractéristiques principales de notre code numérique pour la simulation des écoulements diphasiques sans changement de phase. **Finalement, les cas tests classiques permettront de valider le code et les résultats de validation seront détaillés.**

## 4.2 Généralités des méthodes de suivi d'interface

L'étude numérique du mouvement d'un écoulement diphasique pose de nombreux problèmes, notamment ceux qui concernent l'évolution de l'interface, auxquels des solutions diverses ont été apportées. Les méthodes de suivi d'interface peuvent se diviser selon deux approches principales : l'une traite des particules individuelles et calcule la trajectoire de chaque particule séparément (description lagrangienne) et l'autre considère l'écoulement dans sa globalité en tout point du domaine de calcul (description eulérienne).

### 4.2.1 Méthodes de l'approche lagrangienne

Une des méthodes pionnières permettant de localiser l'interface est la méthode *Marker-and-Cell* (MAC) ([56], [57]). Dans cette méthode, l'interface est localisée à l'aide des marqueurs dans une phase, par exemple dans la phase liquide comme illustré par la figure 4.1a. L'advection des marqueurs se réalise à l'aide du champ de vitesse locale  $\mathbf{u}$  par l'équation suivante :

$$\frac{\partial \mathbf{x}}{\partial t} = \mathbf{u} \quad (4.1)$$

où  $\mathbf{x}$  est le vecteur de position des marqueurs. Une éventuelle redistribution est nécessaire si les marqueurs sont trop proches. Cette méthode a été créée initialement pour l'étude dynamique d'un fluide

incompressible avec une surface libre. Mais au cours du temps, elle devient obsolète car la reconstruction précise de l'interface semble difficile à réaliser. Cependant, elle sert d'inspiration pour la méthode de *Front-Tracking* plus performante et exploitable.

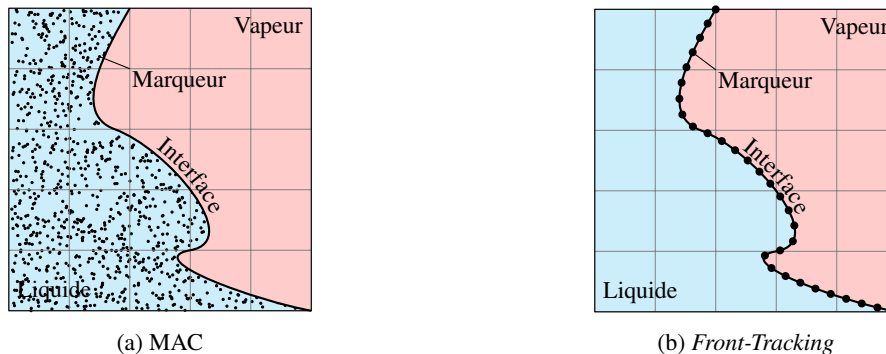


FIGURE 4.1 – Illustration des méthodes de la description lagrangienne

En effet, en s'inspirant de la méthode MAC, la méthode *Front-Tracking* ([58], [59], [60], [61], [62]) repère également les fluides par des marqueurs, mais de manière plus précise car les marqueurs sont présents uniquement sur l'interface (cf. figure 4.1b). Cette méthode ne permet pas *a priori* la conservation de la masse, et alors n'est pas adaptée pour réaliser des jonctions ou des ruptures d'interface. Comme pour la méthode MAC, il est nécessaire de redistribuer les marqueurs à certains endroits.

Les méthodes de l'approche lagrangienne demandent la mise en place d'un assez grand nombre de marqueurs en comparaison du nombre de nœuds de discrétisation pour le champ hydrodynamique, ce qui peut être couteux en terme de temps de calcul. De plus, les problèmes de rupture ou de coalescence sont complexes à mettre en œuvre en 3D car ils nécessitent la prise en compte des modèles appropriés, ce qui rend ces méthodes de moins en moins populaires.

## 4.2.2 Méthodes de l'approche eulérienne

À la différence de l'approche lagrangienne, l'approche eulérienne utilise une autre philosophie dans la façon de repérer l'interface. En effet, cette approche ne suit pas l'interface de manière explicite mais recourt à une fonction définie à chaque point du maillage qui détermine la fraction des fluides dans le volume de contrôle (méthode *Volume-of-Fluid* ou VOF) ou la distance signée du volume de contrôle à l'interface (méthode *Level-Set*).

### 4.2.2.a Méthode *Volume-of-Fluid*

L'idée fondatrice de la méthode VOF ([63], [64], [65], [66], [67], [68], [69]) est d'utiliser une fonction discrète  $F(\mathbf{x}, t)$  qui représente dans chaque volume de contrôle, repéré par le vecteur  $\mathbf{x}$ , la fraction volumique du liquide par rapport au volume total. Cette fonction s'exprime comme suit :

$$F(\mathbf{x}, t) = \begin{cases} 1 & \text{100\% liquide,} \\ 0 < F < 1 & \text{mélange liquide-vapeur,} \\ 0 & \text{100\% vapeur.} \end{cases} \quad (4.2)$$

Cette méthode s'inspire de la méthode MAC en remplaçant les marqueurs par la fonction  $F$  pour quantifier le volume d'une phase. À partir de la définition (4.2), la fonction  $F$  vaut 1 dans une maille entièrement recouverte par la phase liquide, 0 s'il n'y pas du tout la phase liquide, et  $0 < F < 1$  si l'interface traverse la maille comme présenté par la figure 4.2a pour une interface réelle. Afin de suivre

l'interface dans son mouvement, la fonction  $F$  est advectée par le champ de vitesse  $\mathbf{u}$  selon l'équation d'advection classique :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla F = 0 \tag{4.3}$$

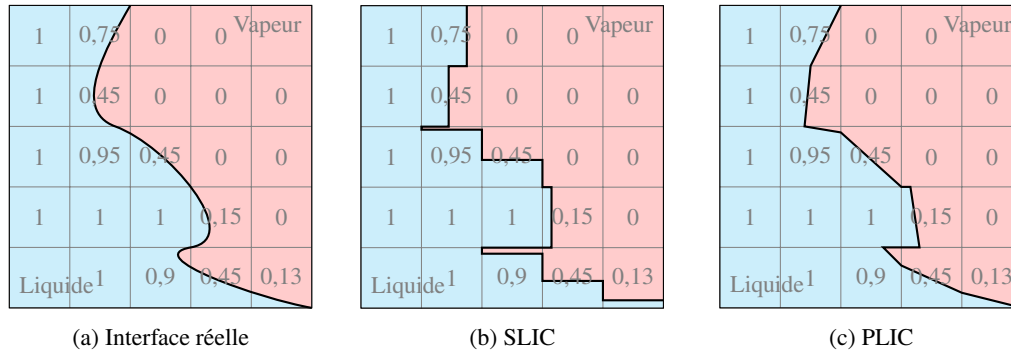


FIGURE 4.2 – Illustration de la méthode VOF

L'avantage de la méthode VOF est qu'elle assure la conservation de la masse. Néanmoins, les problèmes de reconstruction de l'interface peuvent être engendrés par le changement brutal des valeurs de  $F$  à la traversée de l'interface. Il est donc nécessaire d'utiliser un schéma numérique dédié permettant la reconstruction géométrique de l'interface. En général, les algorithmes de reconstruction offrent une approximation linéaire de l'interface dans chaque maille. Cette approximation ne permet pas de reconstruire une interface continue, seule la continuité par morceaux est vérifiée. La méthode VOF originale n'inclut aucune reconstruction explicite de l'interface. Différentes méthodes ont été proposées pour la reconstruction géométrique de l'interface : SLIC et PLIC.

Dans la méthode SLIC (*Simple Line Interface Calculation*) ([63], [64]), l'interface se compose seulement des segments de droite qui sont alignés avec les mailles (cf. figure 4.2b). Le caractère vertical ou horizontal du segment est déterminé à partir des valeurs de  $F$  dans les mailles voisines. La distance du segment dans une maille est fixée par la valeur locale de  $F$ . Cette méthode se caractérise par la simplicité de mise en œuvre, mais elle n'est plus guère utilisée en raison de son manque de performance pour les interfaces plus complexes.

La méthode PLIC (*Piecewise Linear Interface Calculation*) [70] est une amélioration de la méthode SLIC. En effet, l'interface se compose de lignes droites avec une pente constante (cf. figure 4.2c). L'algorithme cherche à déterminer le vecteur normal  $\mathbf{n}$  à l'interface à partir des fractions volumiques données dans les mailles voisines :

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla F}{\|\nabla F\|} \tag{4.4}$$

En connaissant la fraction volumique et le vecteur normal, l'interface est reconstruite par morceaux. Néanmoins, il est difficile de déterminer, de manière précise, le vecteur normal  $\mathbf{n}$  car la fonction  $F$  est discontinue.

#### 4.2.2.b Méthode *Level-Set*

À la différence de la méthode VOF, le principe de la méthode *Level-Set* ([71], [72], [73]) est de définir une fonction continue dans le domaine de calcul, notée  $\phi(\mathbf{x}, t)$ , qui est la distance signée à

l'interface. La ligne de niveau zéro représente l'interface.

$$\phi(\mathbf{x},t) = \begin{cases} \phi < 0 & \text{si } \mathbf{x} \in \Omega_{\text{vap}}, \\ 0 & \text{si } \mathbf{x} \in \Gamma, \\ \phi > 0 & \text{si } \mathbf{x} \in \Omega_{\text{liq}}. \end{cases} \quad (4.5)$$

Il est évident que le signe de  $\phi(\mathbf{x},t)$  permet de savoir immédiatement à l'instant  $t$  dans quelle phase se trouve le point  $\mathbf{x}$  (cf. figure 4.3a). Dans cette méthode, la fonction  $\phi$  est également advectée par l'équation de transport similaire à celle de la méthode VOF. Son expression est donnée par :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (4.6)$$

Vu que  $\phi$  est une fonction distance continue, l'interface peut être simplement reconstruite en calculant le vecteur normal  $\mathbf{n}$  à l'interface :

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla \phi}{\|\nabla \phi\|} \quad (4.7)$$

Ainsi, le vecteur  $\mathbf{n}$  peut être également déterminé sur tout le domaine de calcul en raison de la continuité de  $\phi$ . Le vecteur normal est orienté vers la phase liquide comme illustré figure 4.3b.

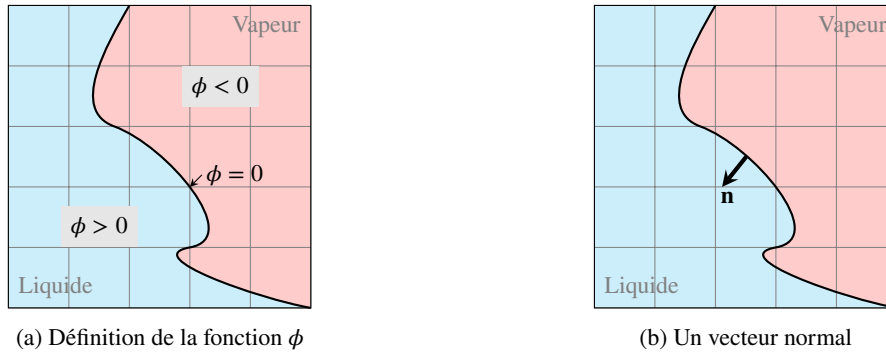


FIGURE 4.3 – Illustration de la méthode Level-Set

Un algorithme de réinitialisation permet de corriger la position des lignes de niveau par rapport à l'interface, de façon que la fonction  $\phi$  reste la distance algébrique à l'interface [72].

Malgré la description précise du comportement de l'interface, les erreurs numériques dissipatives dans la résolution de l'équation de transport entraînent des pertes de masse importantes. D'une part, cela est dû au fait que le champ de vitesse est sous-résolu. D'autre part, la présence de zones de cisaillement ou d'étirement dans le champ de vitesse va fortement étaler ou resserrer les lignes de niveau, altérant ainsi ses remarquables propriétés géométriques.

#### 4.2.2.c Méthodes CLSVOF

La méthode *Coupled Level-Set and Volume of Fluid* (CLSVOF) [74] se base sur l'idée de coupler les méthodes VOF et Level-Set afin de bénéficier des avantages de ces deux méthodes et de s'affranchir de leurs inconvénients majeurs. D'une part, la fonction Level-Set assure la reconstruction de l'interface avec un simple calcul du vecteur normal et de la courbure. D'autre part, la fonction VOF permet de compenser la perte de la masse engendrée par la méthode Level-Set. La méthode CLSVOF se réalise en deux étapes principales : reconstruction et réinitialisation de l'interface. Une fois les fonctions  $F$  et  $\phi$  advectées par le champs de vitesse  $\mathbf{u}$ , la fonction  $\phi$  est corrigée localement par la fonction  $F$  dans

les mailles où se trouve l'interface. Dans les mailles où ne se trouve pas l'interface, la fonction  $\phi$  est ré-initialisée.

### 4.3 Dynamique du fluide incompressible

La dynamique d'un écoulement peut être modélisée par les équations de Navier-Stokes. Il s'agit des équations aux dérivées partielles non linéaires qui décrivent le mouvement des fluides dans un milieu continu. Leur principe repose sur la conservation de la masse et celle de la quantité de mouvement. Pour un fluide diphasique incompressible sans changement de phase, les équations de Navier-Stokes peuvent être résolues numériquement par la méthode de projection.

#### 4.3.1 Équations de Navier-Stokes

##### 4.3.1.a Équations de Navier-Stokes pour un écoulement monophasique

Un fluide est considéré incompressible lorsque sa masse volumique est constante et ne dépend pas de la pression. Les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible s'écrivent :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.8a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) + \mathbf{g} \quad (4.8b)$$

où  $\mathbf{D}$  est le tenseur des déformations défini par :

$$\mathbf{D} = \frac{1}{2} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (4.9)$$

Ces deux équations permettent de calculer le champ de vitesse  $\mathbf{u}$  et de pression  $p$  dans le fluide.

Dans le cas monophasique, la viscosité dynamique du fluide est continue dans le domaine de calcul, donc  $\nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) = \mu \nabla \cdot (2\mathbf{D})$ . Le terme visqueux peut se réécrire, de manière simplifiée, en utilisant la propriété suivante :

$$\nabla \cdot (2\mathbf{D}) = \nabla \cdot [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] = \nabla \cdot \nabla \mathbf{u} + \cancel{\nabla \cdot (\nabla \cdot \mathbf{u})}^0 = \nabla^2 \mathbf{u} = \Delta \mathbf{u} \quad (4.10)$$

Finalement, les équations de Navier-Stokes pour un écoulement incompressible monophasique sont données par :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.11a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{\mu}{\rho} \Delta \mathbf{u} + \mathbf{g} \quad (4.11b)$$

##### 4.3.1.b Équations de Navier-Stokes pour un écoulement diphasique

À la différence de l'écoulement monophasique, la dynamique des deux phases liquide et vapeur doit être prise en compte dans l'écoulement diphasique. Elle est également régie par les équations de Navier-Stokes en tenant compte des conditions physiques à l'interface.

Dans l'écoulement diphasique sans changement de phase, l'interface liquide-vapeur est advectée de manière passive par le champ de vitesse local. La vitesse du fluide est alors continue à la traversée de l'interface. La vitesse de la phase liquide et celle de la phase vapeur doivent être égales à la vitesse de l'interface. Cette relation est exprimée mathématiquement par l'équation suivante :

$$[\mathbf{u}]_{\Gamma} = \mathbf{u}_{\text{liq}}^{\Gamma} - \mathbf{u}_{\text{vap}}^{\Gamma} = 0 \quad (4.12)$$

Cependant, l'interface subit une force liée à la tension superficielle du fluide comme le montre la figure 4.4a. Cette force engendre alors une discontinuité de pression  $[p]_\Gamma$  au niveau de l'interface :

$$[p]_\Gamma = p_{\text{liq}}^\Gamma - p_{\text{vap}}^\Gamma = \sigma \kappa \quad (4.13)$$

avec  $\kappa$  la courbure de l'interface donnée par :

$$\kappa = \nabla \cdot \mathbf{n} = \nabla \cdot \frac{\nabla \phi}{\|\nabla \phi\|} \quad (4.14)$$

Un terme supplémentaire lié à la force surfacique se rajoute donc au second membre de l'équation de bilan de la quantité de mouvement. Les équations de Navier-Stokes pour un écoulement diphasique se réécrivent alors [74] :

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (4.15a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) - \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_\Gamma + \mathbf{g} \quad (4.15b)$$

où  $\delta_\Gamma$  est la fonction de Dirac définie par  $\delta_\Gamma(\phi) = \nabla \mathcal{H}_\Gamma(\phi) \cdot \mathbf{n}$  et  $\mathcal{H}_\Gamma$  est la fonction de Heaviside exprimée par :

$$\mathcal{H}_\Gamma(\phi) = \begin{cases} 1 & \text{si } \phi \geq 0, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.16)$$

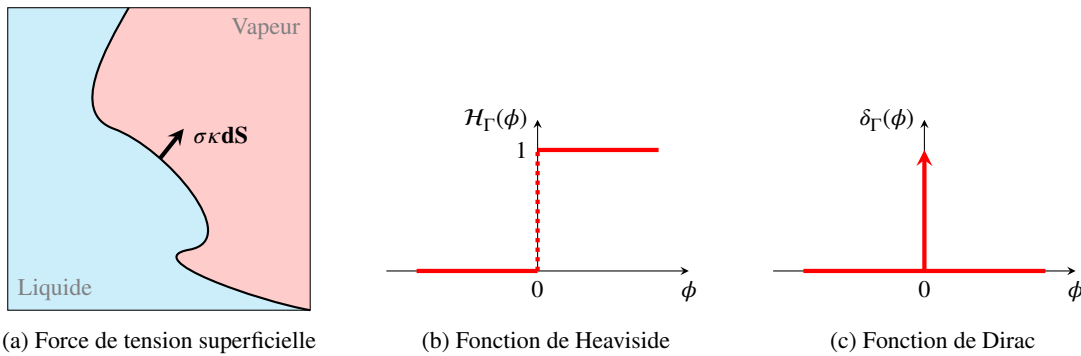


FIGURE 4.4 – Illustration de la force de tension superficielle au niveau de l'interface, et des fonctions  $\mathcal{H}_\Gamma(\phi)$  et  $\delta_\Gamma(\phi)$

La figure 4.4b illustre graphiquement la fonction de Heaviside  $\mathcal{H}_\Gamma$  en fonction de  $\phi$ . Il s'agit d'une fonction discontinue dont le créneau matérialise le passage de la zone vapeur ( $\phi < 0$ ) à la zone liquide ( $\phi > 0$ ). La dérivée (au sens des distributions) de la fonction de Heaviside  $\mathcal{H}_\Gamma$  est la fonction de Dirac  $\delta_\Gamma$  qui prend une « valeur » infinie en 0, et la valeur zéro partout ailleurs comme présenté par la figure 4.4c. Ainsi, le terme  $\sigma \kappa \mathbf{n} \delta_\Gamma / \rho$  dans l'équation (4.15b) signifie que la force liée à la tension superficielle s'applique uniquement à l'interface ( $\phi = 0$ ).

### 4.3.2 Méthode de projection

La complexité des équations de Navier-Stokes est due essentiellement à deux termes : le terme de convection  $(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u}$  qui rend l'équation de bilan de la quantité de mouvement non linéaire et le terme de diffusion visqueuse  $\nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) / \rho$  qui introduit les dérivées du second ordre. Dans la littérature, de nombreuses méthodes numériques ont été développées pour résoudre ces équations, entre autres, la méthode de projection est retenue pour notre calcul numérique en raison de sa rapidité et de son efficacité ([75], [76]).

### 4.3.2.a Méthode de projection pour un écoulement monophasique

La méthode de projection consiste à calculer, sur un pas de temps  $\Delta t$ , une vitesse intermédiaire  $\mathbf{u}^*$  ne respectant pas la condition de divergence nulle. La pression  $p$  est ensuite calculée à partir de  $\mathbf{u}^*$  pour finalement la projeter dans un champ de vecteurs solénoïdal, i.e. sa divergence est nulle. Ainsi, la méthode se décompose en 3 étapes consécutives : étape de prédiction, étape de calcul de la pression et étape de correction.

Tout d'abord, le champ de vitesse intermédiaire  $\mathbf{u}^*$  est obtenu en négligeant les forces dues au gradient de pression :

$$\frac{\mathbf{u}^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -(\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^n + \frac{\mu}{\rho} \Delta \mathbf{u}^n + \mathbf{g} \quad (4.17)$$

Ensuite, la résolution de l'équation de Poisson permet d'obtenir le champ de pression  $p^{n+1}$  :

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} \quad (4.18)$$

Finalement, le terme intermédiaire  $\mathbf{u}^*$  est corrigé en prenant en compte ces forces de pression pour en déduire le champ de vitesse  $\mathbf{u}^{n+1}$  à divergence nulle :

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \quad (4.19)$$

L'équation de continuité montre que, pour un fluide incompressible et monophasique,  $\nabla \cdot \mathbf{u}^{n+1} = 0$ . L'équation de Poisson (4.18) se déduit alors par l'application de l'opérateur divergence à la relation (4.19). L'équation de bilan de la quantité de mouvement peut se retrouver simplement en faisant la somme des équations (4.17) et (4.19).

### 4.3.2.b Méthode de projection pour un écoulement diphasique

Dans un écoulement diphasique, la masse volumique et la viscosité dynamique varient en fonction de la phase du fluide. Elle peuvent être définies en utilisant la fonction de Heaviside  $\mathcal{H}_\Gamma(\phi)$ , égale à 1 dans la phase liquide et à 0 dans la phase vapeur :

$$\rho = \rho_{\text{vap}} + (\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}}) \mathcal{H}_\Gamma(\phi) \quad (4.20a)$$

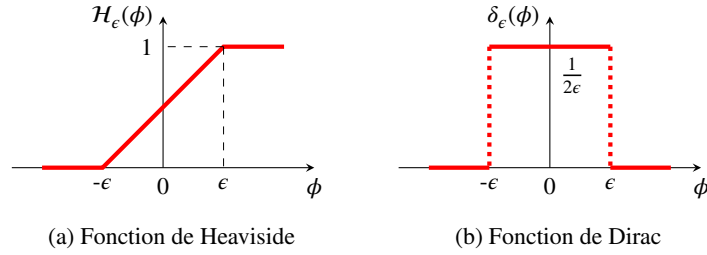
$$\mu = \mu_{\text{vap}} + (\mu_{\text{liq}} - \mu_{\text{vap}}) \mathcal{H}_\Gamma(\phi) \quad (4.20b)$$

Avec cette définition, les propriétés thermophysiques du fluide varient abruptement à la traversée de l'interface. L'interface est dite « raide » ou *sharp interface*. Néanmoins, ce changement abrupt pose des problèmes pour la discrétisation du terme de contrainte visqueuse  $\nabla \cdot (2\mu \mathbf{D})$ . Ainsi, différentes méthodes ont été proposées pour traiter cette problématique.

#### Méthode *Continuous Surface Force* (CSF)

La méthode CSF consiste à lisser le changement abrupt des paramètres en utilisant la fonction de Heaviside  $\mathcal{H}_\epsilon(\phi)$  continue à travers l'interface. La figure 4.5 illustre graphiquement la fonction de Heaviside lissée et sa dérivée (ou la fonction de Dirac). Les valeurs de  $\mathcal{H}_\epsilon$  varient de manière continue de 0 à 1 dans la bande d'une épaisseur de  $2\epsilon$ .

Comme dans le cas monophasique, les équations de Navier-Stokes sont résolues par la méthode de projection avec des modifications nécessaires. La vitesse intermédiaire  $\mathbf{u}_1^*$ , la pression  $p^{n+1}$  et la

FIGURE 4.5 – Illustration des fonctions continues  $\mathcal{H}_\epsilon(\phi)$  et  $\delta_\epsilon(\phi)$ 

vitesse à l'instant  $t^{n+1}$  sont calculées comme suit :

$$\frac{\mathbf{u}_1^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -(\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^n + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}^n) - \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_\epsilon + \mathbf{g} \quad (4.21a)$$

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_1^*}{\Delta t} \quad (4.21b)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}_1^*}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \quad (4.21c)$$

où les paramètres  $\rho$  et  $\mu$  sont continus à l'interface en utilisant la fonction de Heaviside lissée :

$$\rho = \rho_{\text{vap}} + (\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}}) \mathcal{H}_\epsilon(\phi) \quad (4.22a)$$

$$\mu = \mu_{\text{vap}} + (\mu_{\text{liq}} - \mu_{\text{vap}}) \mathcal{H}_\epsilon(\phi) \quad (4.22b)$$

L'inconvénient de cette méthode réside dans le fait que l'interface est lissée sur quelques mailles de calcul, tandis que par définition, l'interface est un domaine singulier. C'est pourquoi d'autres types de méthodes ont été mises en œuvre en considérant les termes de viscosité et de tension superficielle comme des conditions de saut à l'interface.

### Méthode *Ghost Fluid Primitive Viscous Method* (GFPVM)

À la différence de la méthode CSF, la méthode GFPVM suppose que la viscosité est constante par morceaux (cf. équation (4.20b)). Le terme de contrainte visqueuse est interprété comme suit :

$$\nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) = \mu \nabla \cdot (2\mathbf{D}) + 2\mathbf{D} \cdot \nabla \mu \quad (4.23)$$

En utilisant la définition de la fonction de Dirac  $\delta_\Gamma$  et du tenseur de déformation  $\mathbf{D}$ , il est possible de montrer que :

$$\nabla \cdot (2\mathbf{D}) = \Delta \mathbf{u} \quad (4.24a)$$

$$\nabla \mu = \nabla [\mu_{\text{vap}} + (\mu_{\text{liq}} - \mu_{\text{vap}}) \mathcal{H}_\Gamma] = [\mu]_\Gamma \nabla \mathcal{H}_\Gamma = [\mu]_\Gamma \mathbf{n} \delta_\Gamma \quad (4.24b)$$

Le terme visqueux se réécrit alors par  $\nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}) = \mu \Delta \mathbf{u} + 2[\mu]_\Gamma \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} \delta_\Gamma$  et peut être arrangé, de manière plus simple, en utilisant la propriété suivante :

$$\mathbf{n}^\top \cdot \mathbf{D} \cdot \mathbf{n} = \mathbf{n}^\top \cdot \nabla (\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}) = \frac{\partial u_n}{\partial n} \quad (4.25)$$



Finalement, le terme de contrainte visqueuse est donné par :

$$\nabla \cdot (2\mu\mathbf{D}) = \mu\Delta\mathbf{u} + 2[\mu]_{\Gamma} \frac{\partial u_n}{\partial n} \mathbf{n}\delta_{\Gamma} \quad (4.26)$$

La vitesse intermédiaire est calculée de manière identique à celle définie dans le cas monophasique. La discontinuité des viscosités dynamiques, ignorée dans le calcul de la vitesse intermédiaire, est traitée comme une condition de saut de pression qui se rajoute au terme de tension superficielle. Alors, la vitesse intermédiaire  $\mathbf{u}_2^*$ , la pression  $p^{n+1}$  et la vitesse à l'instant  $t^{n+1}$  sont données par :

$$\frac{\mathbf{u}_2^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -(\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^n + \frac{\mu}{\rho} \Delta \mathbf{u}^n + \mathbf{g} \quad (4.27a)$$

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_2^*}{\Delta t} + \nabla \cdot \left[ \frac{1}{\rho} \left( \sigma\kappa - 2[\mu]_{\Gamma} \frac{\partial u_n}{\partial n} \right) \mathbf{n}\delta_{\Gamma} \right] \quad (4.27b)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}_2^*}{\Delta t} = -\frac{\nabla p^{n+1}}{\rho} - \frac{1}{\rho} \left( \sigma\kappa - 2[\mu]_{\Gamma} \frac{\partial u_n}{\partial n} \right) \mathbf{n}\delta_{\Gamma} \quad (4.27c)$$

L'avantage de cette méthode est que le terme de viscosité peut être traité de manière implicite puisque chaque équation sur les composantes de la vitesse est indépendante des autres. Néanmoins, cette méthode n'est cependant pas adaptée aux changements de phase car elle ne tient pas compte d'une éventuelle discontinuité des vitesses au niveau de l'interface.

#### **Méthode *Ghost Fluid Conservative Viscous Method* (GFCVM)**

Dans la méthode GFCVM, le terme lié à la tension superficielle est considéré comme une condition de saut de pression à l'interface. En effet, la vitesse intermédiaire est calculée sans le terme de tension superficielle. Ce dernier est pris en compte dans le calcul de la pression. Ainsi, la vitesse intermédiaire  $\mathbf{u}_3^*$ , la pression  $p^{n+1}$  et la vitesse à l'instant  $t^{n+1}$  sont données comme suit :

$$\frac{\mathbf{u}_3^* - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = -(\mathbf{u}^n \cdot \nabla) \mathbf{u}^n + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (2\mu\mathbf{D}^n) + \mathbf{g} \quad (4.28a)$$

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_3^*}{\Delta t} - \nabla \cdot \left( \frac{\sigma\kappa\mathbf{n}}{\rho} \delta_{\Gamma} \right) \quad (4.28b)$$

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}_3^*}{\Delta t} = -\left( \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho} + \frac{\sigma\kappa\mathbf{n}}{\rho} \delta_{\Gamma} \right) \quad (4.28c)$$

L'avantage de cette méthode est qu'elle peut être adaptée afin de tenir compte d'une éventuelle discontinuité des vitesses due au changement de phase. Elle est donc retenue pour notre code numérique.

#### **Méthode *Ghost Fluid Method* (GFM)**

À la différence de l'écoulement monophasique, l'équation de Poisson dans un écoulement diphasique doit être résolue avec une condition de saut, i.e. une discontinuité de pression à l'interface. Pour cela, la méthode GFM est utilisée car elle permet de traiter une discontinuité au niveau de l'interface comme une condition de limite. Pour ce faire, un terme source singulier se rajoute au second membre de l'équation de Poisson ([77], [78]).

À titre d'illustration, considérons l'équation de Poisson mono-dimensionnelle pour un champ scalaire  $p$ . Cette équation est satisfaite partout dans le domaine de calcul  $\Omega$  sauf sur l'interface  $\Gamma$  où  $p$  présente un saut constant  $a_\Gamma$  :

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\nabla p) = 0 & \text{dans } \Omega \setminus \Gamma, \\ [p]_\Gamma = a_\Gamma & \text{sur } \Gamma. \end{cases} \quad (4.29)$$

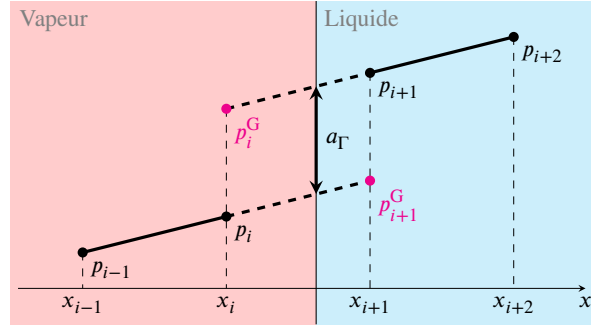


FIGURE 4.6 – Condition de saut à l'interface

La discrétisation naturelle de l'équation (4.29) au point  $i$  s'écrit :

$$\frac{1}{\Delta x} \left( \frac{p_{i+1} - p_i}{\Delta x} - \frac{p_i - p_{i-1}}{\Delta x} \right) = 0 \quad (4.30)$$

Cette discrétisation est effectuée dans les mailles où  $p$  est continu. Supposons que l'interface soit localisée au point  $x_\Gamma$  entre les points  $i$  et  $i + 1$  comme illustré figure 4.6. Une telle condition de saut à la traversée de l'interface se fait en remplaçant  $p_{i+1}$  par une grandeur « fantôme »  $p_{i+1}^G$  :

$$\frac{1}{\Delta x} \left( \frac{p_{i+1}^G - p_i}{\Delta x} - \frac{p_i - p_{i-1}}{\Delta x} \right) = 0 \quad (4.31)$$

où la valeur  $p_{i+1}^G$  est obtenue par  $p_{i+1}^G = p_{i+1} - a_\Gamma$ . Le point  $i + 1$  est dit point « fantôme ». La discrétisation finale de l'équation (4.29) est obtenue comme suit :

$$\frac{1}{\Delta x} \left( \frac{p_{i+1} - p_i}{\Delta x} - \frac{p_i - p_{i-1}}{\Delta x} \right) = \frac{a_\Gamma}{\Delta x^2} \quad (4.32)$$

En comparant les deux équations (4.30) et (4.32), il est possible de démontrer l'équivalence entre l'équation de Poisson avec une condition de saut à l'interface et l'équation de Poisson avec un terme source singulier ajouté au second membre. Cette relation est mathématiquement formulée par :

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\nabla p) = 0 & \text{dans } \Omega \setminus \Gamma, \\ [p]_\Gamma = a_\Gamma & \text{sur } \Gamma. \end{cases} \Leftrightarrow \nabla \cdot (\nabla p) = \frac{a_\Gamma}{\Delta x^2} \quad \text{dans } \Omega. \quad (4.33)$$

Cette méthode peut se généraliser à des équations de Poisson dans lesquelles le champ scalaire  $p$  subit une discontinuité égale à  $a(x_\Gamma)$  au passage de l'interface :

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\nabla p) = 0 & \text{dans } \Omega \setminus \Gamma, \\ [p]_\Gamma = a(x_\Gamma) & \text{sur } \Gamma. \end{cases} \Leftrightarrow \nabla \cdot (\nabla p) = \nabla \cdot [a(x_\Gamma)\mathbf{n}\delta_\Gamma] \quad \text{dans } \Omega. \quad (4.34)$$

Cela est un avantage important de cette méthode par sa simplicité de mise en oeuvre dans les solveurs existants.

## 4.4 Prise en main du code de calcul DFMVOF

Le code DFMVOF a été développé pour la simulation numérique des écoulements diphasiques, en particulier des écoulements liquide-vapeur sans changement de phase. La résolution des équations de Navier-Stokes s'effectue par la méthode des volumes finis pour obtenir le champ de vitesse d'écoulement  $\mathbf{u}$  ainsi que le champ de pression  $p$ . La fraction volumique  $F$  et la distance algébrique  $\phi$  sont les grandeurs passives. Ces dernières sont résolues par la méthode CLSVOF couplée avec la méthode de projection. La figure 4.7 présente, de manière générale, l'algorithme de résolution du code DFMVOF.

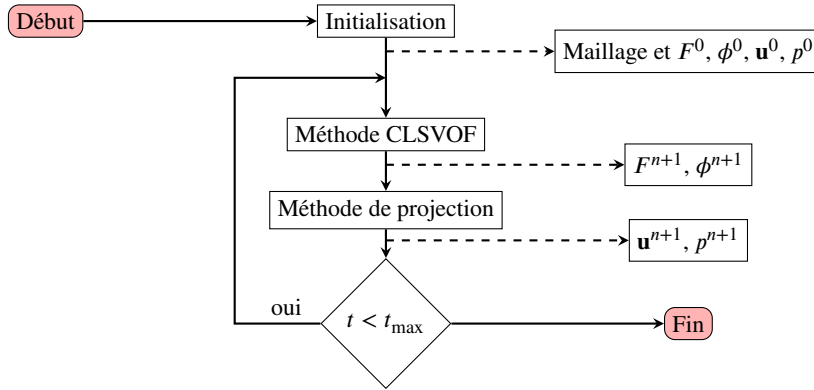


FIGURE 4.7 – Algorithme du solveur numérique DFMVOF

L'algorithme peut se décomposer en différentes étapes principales. D'abord, la première étape consiste à initialiser la solution sur le maillage. Cette initialisation se base sur la lecture des données d'entrée concernant les caractéristiques géométriques du domaine de calcul, la distribution des phases dans l'écoulement, les caractéristiques thermophysiques des fluides considérés ainsi que les conditions aux limites imposées. Les 4 paramètres principaux évoluant au cours du temps sont  $F$ ,  $\phi$ ,  $\mathbf{u}$  et  $p$ . Ensuite, une fois les paramètres initialisés, une boucle de calcul permet de résoudre les équations mises en jeu en fonction du temps. Pour les paramètres géométriques ( $F$  et  $\phi$ ), la résolution des équations de transport se réalise par la méthode CLSVOF. En ce qui concerne les paramètres dynamiques ( $\mathbf{u}$  et  $p$ ), la méthode de projection assure l'incompressibilité de l'écoulement. Finalement, la boucle s'arrête lorsque le temps de calcul  $t$  dépasse une valeur prédéfinie  $t_{\max}$ . Nous allons présenter les caractéristiques principales de cet outil numérique, tels que le maillage de discrétisation et les schémas numériques mis en jeu.

### 4.4.1 Rappels sur la méthode des volumes finis

La méthode des volumes finis (FVM) est utilisée pour résoudre numériquement des équations aux dérivées partielles. Ces dernières sont résolues de manière approchée à l'aide d'un maillage constitué de petits volumes disjoints appelés « volumes de contrôle ». Le flux entrant dans un volume donné est égal au flux sortant du volume adjacent, cette méthode est donc conservative et parfaitement adaptée à la résolution des lois de conservation.

La forme différentielle des lois de conservation décrivant l'évolution en temps et en espace d'une grandeur conservative  $\rho_\psi \psi$  est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\partial(\rho_\psi \psi)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\psi \psi \mathbf{u}) - \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi) = \Phi_\psi \quad (4.35)$$

où  $\nabla \cdot (\rho_\psi \psi \mathbf{u})$ ,  $\nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi)$  et  $\Phi_\psi$  sont respectivement le terme d'advection, le terme de diffusion et le terme source. Les équations de bilan de masse et de bilan de quantité de mouvement sont obtenues

par analogie à la relation (4.35). Le tableau 4.1 présente les valeurs de  $\rho_\psi$ ,  $\psi$ ,  $\Gamma_\psi$  et  $\Phi_\psi$  pour chacune des équations.

Équations	$\rho_\psi$	$\psi$	$\Gamma_\psi$	$\Phi_\psi$
Bilan de masse	$\rho$	1	0	0
Bilan de quantité de mouvement	$\rho$	$\mathbf{u}$	$\mu$	$-\nabla p + \nabla \cdot (\mu(\nabla \mathbf{u})^\top) - \sigma \kappa \mathbf{n} \delta_\Gamma + \rho \mathbf{g}$

TABLEAU 4.1 – Valeurs des paramètres correspondant aux équations de conservation

L'équation de transport (4.35) peut se réécrire sous forme intégrale sur un volume de contrôle fixe  $V_P$  et sur un pas de temps  $\Delta t$  de manière suivante :

$$\begin{aligned} & \int_{t^n}^{t^n+\Delta t} \left[ \iiint_{V_P} \frac{\partial(\rho_\psi \psi)}{\partial t} dV + \iiint_{V_P} \nabla \cdot (\rho_\psi \psi \mathbf{u}) dV - \iiint_{V_P} \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi) dV \right] dt \\ &= \int_{t^n}^{t^n+\Delta t} \left( \iiint_{V_P} \Phi_\psi dV \right) dt \end{aligned} \quad (4.36)$$

En appliquant le théorème de la divergence, les intégrales de volume d'un terme de divergence sont transformées en intégrales de surface, les termes d'advection et de diffusion deviennent donc :

$$\iiint_{V_P} \nabla \cdot (\rho_\psi \psi \mathbf{u}) dV = \oiint_{\partial V_P} \rho_\psi \psi \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS \quad (4.37a)$$

$$\iiint_{V_P} \nabla \cdot (\Gamma_\psi \nabla \psi) dV = \oiint_{\partial V_P} (\Gamma_\psi \nabla \psi)_f \cdot \mathbf{n} dS \quad (4.37b)$$

Ces termes de flux sont ensuite discrétisés et évalués aux interfaces entre les volumes de contrôle.

La figure 4.8 illustre le volume  $V_P$  et un volume adjacent  $V_N$  étant séparés par une face  $f$ . Le vecteur normal  $\mathbf{n}_f$  est orienté vers l'extérieur par convention.

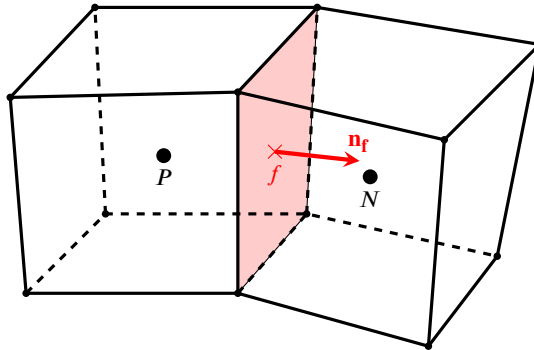


FIGURE 4.8 – Volume de contrôle  $V_P$  et un volume adjacent  $V_N$

À partir des valeurs discrètes de  $\psi$  sur les points nodaux du volume  $V_P$  et des volumes voisins, l'approximation de  $\Psi$  et  $\nabla \Psi$  sur la face  $f$  permet de calculer leur flux à travers cette face. Il existe différents schémas numériques, tels que les schémas Up-Wind, QUICK, TVD, etc. pour le terme d'advection et le schéma de différence centrée pour le terme de diffusion, dont les performances varient selon le problème à résoudre. Finalement, les termes d'advection et de diffusion sont évalués par la

somme des flux traversant chaque face du volume :

$$\oiint_{\partial V_P} \rho_\psi \psi \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} dS = \sum_f (\rho_\psi \psi)_f \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{n}_f S_f \quad (4.38a)$$

$$\oiint_{\partial V_P} (\Gamma_\psi \nabla \psi)_f \cdot \mathbf{n} dS = \sum_f (\Gamma_\psi \nabla \psi)_f \mathbf{u}_f \cdot \mathbf{n}_f S_f \quad (4.38b)$$

Par rapport au terme source, en général, ce terme peut être fonction de  $\psi$ . Dans de telles conditions, le terme source est linéarisé comme  $\Phi_\psi(\psi) = a\psi + b$  où le premier terme représente la partie implicite du terme source et le dernier terme la contribution explicite, les coefficients  $a$  et  $b$  pouvant également dépendre de  $\psi$ . La discrétisation du terme source est la suivante :

$$\iiint_{V_P} \Phi_\psi(\psi) dV = (a\psi + b)V_P \quad (4.39)$$

Lorsque l'équation (4.36) est intégrée sur le volume de contrôle et chaque terme de l'équation intégrale est approchée en termes de valeurs discrètes de  $\psi$ , nous obtenons un système d'équations permettant de calculer les valeurs  $\psi$  pour chaque point nodal à l'instant  $t^{n+1}$  :

$$a_P \psi_P^{n+1} + \sum_N a_N \psi_N^{n+1} = R_P \quad (4.40)$$

où l'indice  $N$  se rapporte aux nœuds voisins du point de calcul  $P$ . Il s'agit d'un système d'équations linéaires pouvant être résolu par les différentes méthodes telles que la méthode du pivot de Gauss, la factorisation de Cholesky, la méthode TDMA (*Tridiagonal matrix algorithm*), etc.

#### 4.4.2 Maillage de discrétisation

Dans le code DFMVOF, le domaine de calcul de dimension  $L_x \times L_y \times L_z$  est discrétisé de manière régulière en volumes de contrôle en nombre fini comme le montre la figure 4.9a.

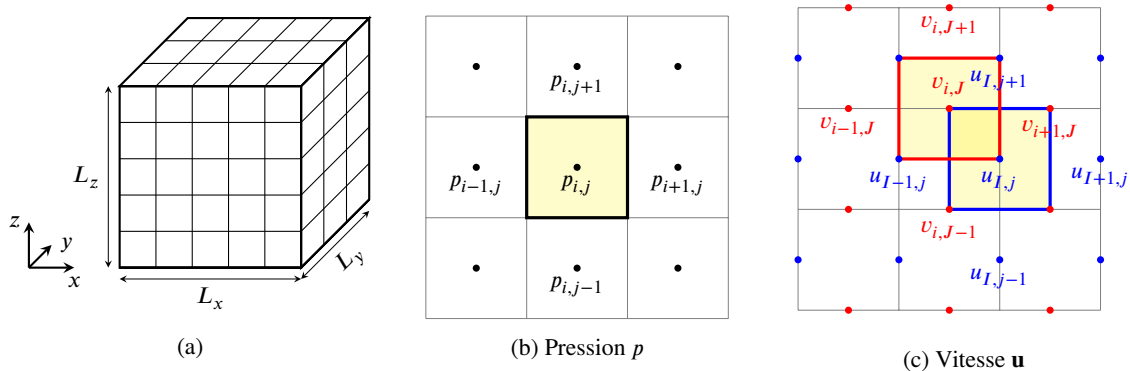


FIGURE 4.9 – Schéma de maillage décalé

La représentation discrète des champs scalaire et vectoriel s'effectue sur un maillage cartésien décalé. En effet, les grandeurs scalaires sont évaluées au centre du volume de contrôle. Les composantes de la vitesse  $\mathbf{u}$  sont évaluées au niveau des faces du volume de contrôle en les décalant d'une demi-maille. Les figures 4.9b et 4.9c illustrent un schéma de maillage décalé en deux dimensions. Les paramètres scalaires ( $p$ ,  $F$  et  $\phi$ ) sont localisés au centre de la maille (cf. figure 4.9b). Les composantes de la vitesse,  $u$  et  $v$ , sont décalées respectivement en amont du maillage dans les directions longitudinale et transversale (cf. figure 4.9c). Le choix du maillage décalé permet d'éviter d'éventuelles

solutions physiquement irréalistes pouvant survenir lorsque les champs de pression et de vitesse sont calculés pour les mêmes nœuds [56]. De plus, en localisant les composants normaux de la vitesse sur les faces des volumes de contrôle, ils sont directement utilisables pour le calcul des flux convectifs et diffusifs.

#### 4.4.3 Algorithme de la méthode CLSVOF mis en œuvre

Rappelons que la méthode CLSVOF consiste, d'une part, à résoudre les équations de transport des paramètres géométriques ( $F$  et  $\phi$ ). D'autre part, le couplage des méthodes de suivi d'interface (VOF et Level-Set) assure une conservation de la masse et permet d'augmenter la précision de l'interface. La figure 4.10 présente l'algorithme de la méthode CLSVOF mis en œuvre.

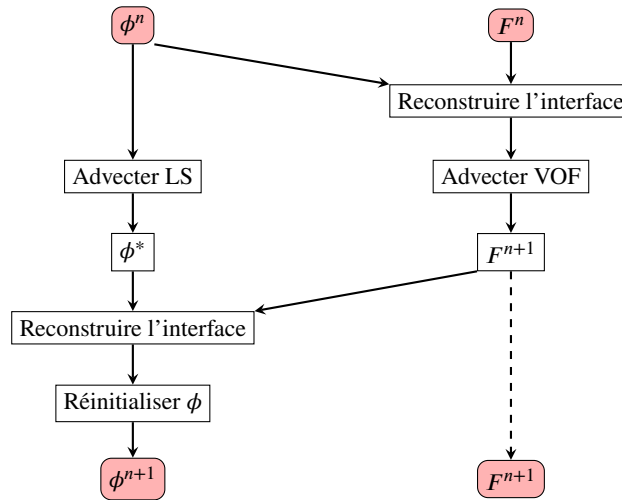


FIGURE 4.10 – Algorithme de la méthode CLSVOF

L'algorithme va produire les valeurs de  $F$  et de  $\phi$  à l'instant  $t^{n+1}$  à partir des valeurs d'entrée à l'instant  $t^n$ . Par rapport à la fonction VOF, l'interface est reconstruite afin de calculer des flux convectifs sur les faces des volumes de contrôle. La solution à l'instant  $t^{n+1}$  est obtenue en résolvant l'équation de transport par la méthode des volumes finis. En ce qui concerne la fonction Level-Set, la résolution de l'équation de transport par la méthode de différence finie permet d'obtenir une valeur intermédiaire  $\phi^*$ . Le couplage CLSVOF se réalise par la reconstruction de l'interface et la réinitialisation de la fonction  $\phi$ . Après ce couplage, la solution de  $\phi$  à l'instant  $t^{n+1}$  est obtenue.

##### 4.4.3.a Résolution de l'équation de transport de VOF

Par souci de simplicité, toutes les équations de conservation s'écrivent sous la forme différentielle. Rappelons que l'advection de la fraction volumique  $F$  est décrite par l'équation de transport (4.3). En développant  $\nabla \cdot (\mathbf{u}F) = \mathbf{u} \cdot \nabla F + F \nabla \cdot \mathbf{u}$ , l'équation de transport se réécrit sous forme conservative pour la résolution par méthode des volumes finis :

$$\frac{\partial F}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}F) + F \nabla \cdot \mathbf{u} \quad (4.41)$$

Cette équation est résolue en utilisant la méthode dite « *Strang splitting* » [79]. Cette dernière consiste à résoudre successivement sur un pas de temps  $\Delta t$  les équations suivantes :

$$\frac{\tilde{F}_{i,j,k} - F_{i,j,k}^n}{\Delta t} = -\nabla_x \cdot (\mathbf{u}^n F^n) \quad (4.42a)$$

$$\frac{\hat{F}_{i,j,k} - \tilde{F}_{i,j,k}}{\Delta t} = -\nabla_y \cdot (\mathbf{u}^n \tilde{F}) \quad (4.42b)$$

$$\frac{\bar{F}_{i,j,k} - \hat{F}_{i,j,k}}{\Delta t} = -\nabla_z \cdot (\mathbf{u}^n \hat{F}) \quad (4.42c)$$

$$\frac{F_{i,j,k}^{n+1} - \bar{F}_{i,j,k}}{\Delta t} = F_{i,j,k}^{n+1} \nabla \cdot \mathbf{u}^n \quad (4.42d)$$

Sachant que la fraction volumique  $F$  est une fonction discrète, le calcul des flux de  $F$  sur les faces du volume de contrôle se réalise en utilisant une méthode géométrique [80] pour que  $F$  reste une grandeur conservative.

#### 4.4.3.b Résolution de l'équation de transport de Level-Set

L'advection de la fraction volumique  $F$  est décrite par l'équation de transport (4.6). Vu que la fonction distance  $\phi$  est continue dans le domaine de calcul et que  $\phi$  n'est pas une grandeur conservative, l'équation (4.6) peut être discrétisée et résolue par la méthode des différences finis. L'équation de transport est réécrite :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\mathbf{u} \cdot \nabla \phi \quad (4.43)$$

Les dérivées spatiales de l'équation (4.43) sont calculées par approximation à l'aide du schéma WENO d'ordre 5 en espace. La résolution temporelle est faite grâce à un schéma de Runge-Kutta TVD d'ordre 3 en temps [81]. Cette méthode consiste à résoudre successivement sur un pas de temps  $\Delta t$  les équations suivantes :

$$\phi_{i,j,k}^{(1)} = \phi_{i,j,k}^n + \Delta t (-\mathbf{u}^n \cdot \nabla \phi^n) \quad (4.44a)$$

$$\phi_{i,j,k}^{(2)} = \frac{3}{4} \phi_{i,j,k}^n + \frac{1}{4} \phi_{i,j,k}^{(1)} + \frac{1}{4} \Delta t (-\mathbf{u}^n \cdot \nabla \phi^{(1)}) \quad (4.44b)$$

$$\phi_{i,j,k}^{n+1} = \frac{1}{4} \phi_{i,j,k}^n + \frac{2}{3} \phi_{i,j,k}^{(2)} + \frac{2}{3} \Delta t (-\mathbf{u}^n \cdot \nabla \phi^{(2)}) \quad (4.44c)$$

#### 4.4.3.c Reconstruction de l'interface

Pour chaque pas de temps, la reconstruction de l'interface permet de construire une ligne droite divisant le volume de contrôle en deux parties, chacune d'entre elles contient son propre volume de fluide. La reconstruction se base sur l'idée que la fraction volumique et le vecteur normal déterminent une surface plane unique. Cette procédure se réalise, en deux étapes, dans les mailles où se trouve l'interface. La figure 4.11 illustre ces deux étapes.

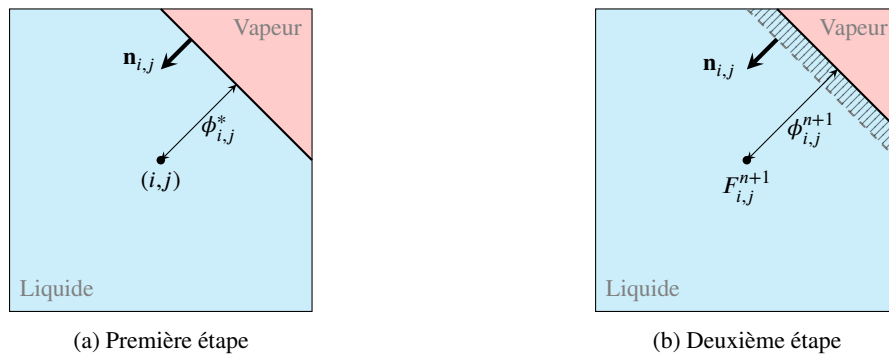


FIGURE 4.11 – Reconstruction de l'interface

Dans la première étape, en connaissant la fonction Level-Set intermédiaire  $\phi^*$ , le vecteur normal  $\mathbf{n}$  peut être obtenu par un schéma centré d'ordre 2 en espace. Une interface, sous forme d'une ligne droite dans les figures, peut être déterminée à partir de  $\phi^*$  et  $\mathbf{n}$ . Cette ligne divise la maille en deux parties contenant les deux phases liquide et vapeur (cf. figure 4.11a). Néanmoins, la fraction volumique de la phase liquide n'est pas égale à  $F^{n+1}$  car la conservation de la masse n'est pas vérifiée. Ainsi, la position de l'interface doit être ajustée pour que la fraction volumique de chacune des phases soit respectée. Pour ce faire, l'interface est translatée suivant le vecteur normal jusqu'à ce que la fraction volumique de la phase liquide soit égale à  $F^{n+1}$  dans la deuxième étape (cf. figure 4.11b). L'interface reconstruite permet également de déterminer la fonction Level-Set dans la maille  $(i,j)$  à l'instant  $t^{n+1}$ .

#### 4.4.3.d Réinitialisation de la fonction Level-Set

Une fois l'interface reconstruite, il est nécessaire de mettre en œuvre un algorithme de réinitialisation afin de corriger la fonction Level-Set dans les mailles où ne se trouve pas l'interface. Cette correction permet de s'assurer que  $\phi$  est une fonction distance signée. La réinitialisation peut s'effectuer par la résolution de l'équation d'Hamilton-Jacobi ou par la méthode géométrique. Afin d'optimiser le temps de calcul, la réinitialisation s'effectue dans les mailles dont la distance à l'interface est inférieure à  $\epsilon$  où la valeur de  $\epsilon$  est au moins trois fois la taille de la maille. La zone de calcul est matérialisée par la bande d'une épaisseur de  $2\epsilon$  sur la figure 4.12a.

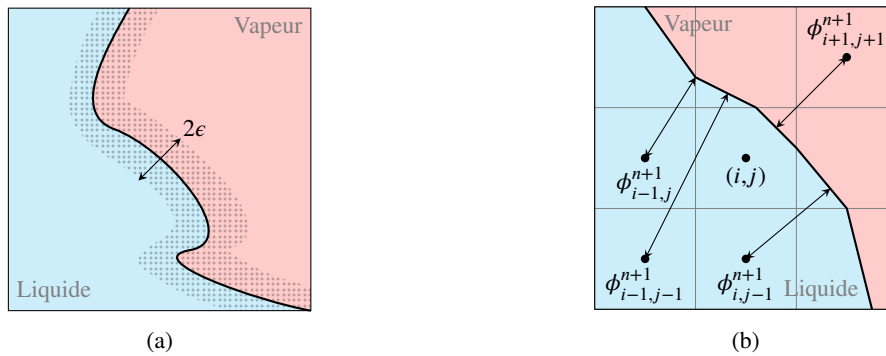


FIGURE 4.12 – Schéma de la réinitialisation de la fonction Level-Set

La figure 4.12b présente le schéma de la réinitialisation de la fonction Level-Set. La résolution itérative de l'équation d'Hamilton-Jacobi associée à la fonction Level-Set permet cette réinitialisation :

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \text{sign}(\phi_0) (1 - \|\nabla \phi\|) = 0 \quad (4.45)$$

où  $\text{sign}(\phi_0)$  est la fonction signe qui extrait le signe de  $\phi_0$ . L'idée de cette méthode est de chercher une valeur de  $\phi$ , lorsque le temps fictif  $\tau$  tend vers l'infini, la valeur initiale  $\phi_0$  converge vers une valeur  $\phi$  telle que  $\|\nabla \phi\| = 1$ , ce qui est une propriété intéressante de la fonction distance signée. Lorsque cette condition est remplie,  $\phi$  est la fonction distance et le signe de  $\phi$  est déterminé par la fonction  $\text{sign}(\phi_0)$ . Rappelons que  $\phi$  est positif dans le domaine liquide et négatif dans le domaine vapeur. Le signe de  $\phi$  nous permet de distinguer les propriétés thermophysiques des fluides dans le domaine de calcul.

Au lieu de résoudre une équation aux dérivées partielles, l'interface peut être réinitialisée par la méthode géométrique [82]. L'idée de cette approche consiste à chercher géométriquement la distance minimale entre le centre d'une maille et l'interface. Cette méthode est plus complexe à mettre en œuvre car elle nécessite la reconstruction géométrique de l'interface et demande un temps de calcul relativement long. Cependant, cela permet d'éviter les problèmes liés à la convergence des solutions numériques.



#### 4.4.4 Algorithme de la méthode de projection mise en œuvre

La méthode de projection originale est couplée avec le schéma d'Adams-Bashforth et le schéma de Crank-Nicolson. Le code DFMVOF utilise cette méthode de projection couplée pour obtenir une meilleure précision temporelle sans alourdir le temps de calcul. La figure 4.13 présente l'algorithme de la méthode couplée pouvant se décomposer en 4 étapes : prédiction, première correction, résolution de l'équation de Poisson et deuxième correction.

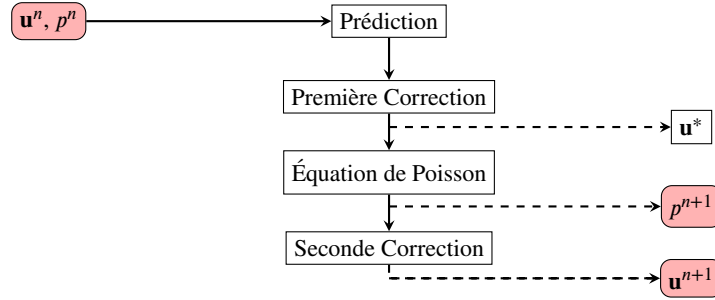


FIGURE 4.13 – Algorithme de la méthode de projection

Pour l'étape de prédiction, on définit le champ de vitesse intermédiaire  $\mathbf{u}^*$  en prenant en compte les forces volumiques et surfaciques :

$$\frac{\hat{\mathbf{u}} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} (3\mathbf{a}^n - \mathbf{a}^{n-1}) + \frac{1}{2} (\hat{\mathbf{c}} + \mathbf{c}^n) - \left( \frac{\nabla p^n}{\rho} + \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_\Gamma - \mathbf{g} \right) \quad (4.46)$$

où  $\mathbf{a}$  est le terme du schéma d'Adams-Bashforth et  $\mathbf{c}$  est le terme du schéma de Crank-Nicolson :

$$\mathbf{a} = -\nabla \cdot (\mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}^\top) \quad (4.47a)$$

$$\mathbf{c} = \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) \quad (4.47b)$$

Le terme intermédiaire  $\hat{\mathbf{u}}$  est ensuite corrigé pour la première fois par :

$$\frac{\mathbf{u}^* - \hat{\mathbf{u}}}{\Delta t} = + \left( \frac{\nabla p^n}{\rho} + \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_\Gamma - \mathbf{g} \right) \quad (4.48)$$

Ensuite, l'équation de Poisson est résolue afin d'obtenir le champ de pression  $p^{n+1}$ .

$$\nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}^*}{\Delta t} - \nabla \cdot \left( \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_\Gamma - \mathbf{g} \right) \quad (4.49)$$

Finalement, le terme intermédiaire  $\mathbf{u}^*$  est corrigé pour la deuxième fois pour en déduire le champ de vitesse  $\mathbf{u}^{n+1}$ .

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = - \left( \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho} + \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_\Gamma - \mathbf{g} \right) \quad (4.50)$$

La résolution de l'équation de prédiction (4.46) se réalise à l'aide de l'algorithme de Thomas pour les matrices tridiagonales (méthode TDMA). L'équation de Poisson (4.49) est résolue par la méthode de Krylov en utilisant le solveur PETSc. Au cours de la résolution numérique, une contrainte pour le pas de temps  $\Delta t$  doit être imposée pour que la solution soit stable. Le pas de temps à l'instant  $t^n$  est déterminé par les restrictions dues au nombre de CFL lié à la convection  $\text{CFL}_C$ , à la viscosité  $\text{CFL}_V$

et à la gravité  $CFL_G$  [83]. Son expression est donnée par :

$$\Delta t \leq \frac{1}{CFL_C + CFL_V + \sqrt{(CFL_C + CFL_V)^2 + 4CFL_G^2}} \quad (4.51)$$

où les expressions des différents CFL sont :

$$CFL_C = \frac{1}{\frac{|u|_{\max}}{\Delta x} + \frac{|v|_{\max}}{\Delta y} + \frac{|w|_{\max}}{\Delta z}} \quad (4.52a)$$

$$CFL_V = \frac{1}{\nu \left( \frac{2}{\Delta x^2} + \frac{2}{\Delta y^2} + \frac{2}{\Delta z^2} \right)} \quad (4.52b)$$

$$CFL_G = \sqrt{\frac{\|\mathbf{g}\|}{\Delta z}} \quad (4.52c)$$

Le code DFMVOF est un outil disponible au sein de l'équipe de recherche mais aucune étude exhaustive n'avait jusque là été entreprise pour une validation capitale. Ainsi, et avant d'utiliser cet outil et procéder à des évolutions, notamment en intégrant des modifications relatives à la prise en compte des transferts de masse, une telle étude a été engagée.

## 4.5 Validation du code DFMVOF

Afin de valider le code DFMVOF, 4 cas tests en 2D et en 3D ont été réalisés et comparés aux résultats analytiques ou expérimentaux. Les deux premiers tests permettent d'évaluer les performances des schémas numériques utilisés. Les deux derniers tests vérifient la capacité du code à simuler des problèmes pratiques d'écoulements diphasiques sans changement de phase.

### 4.5.1 Cas test 1 : équation de transport

La résolution de l'équation de transport permet d'étudier le comportement de la méthode de suivi d'interface CLSVOF mise en œuvre. Deux configurations classiques en 2D ont été choisies : évolution dans le plan d'un cercle soumis à un champ tourbillonnaire et évolution du même cercle soumis à un champ de déformation. La figure 4.14 présente les caractéristiques du domaine de calcul et les champs de vitesse imposés pour les deux configurations de test.

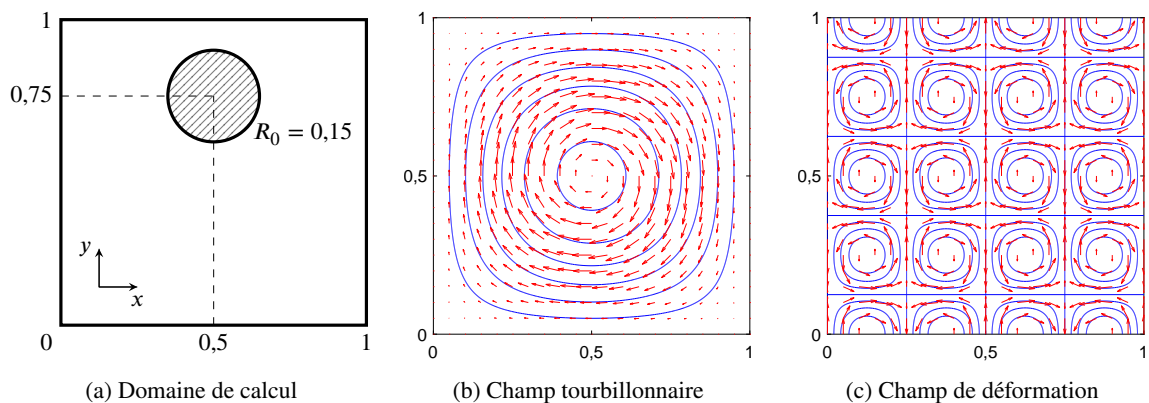


FIGURE 4.14 – Caractéristiques du domaine de calcul et champs de vitesse imposés

Le domaine de calcul est un carré  $[0, 1] \times [0, 1]$  m<sup>2</sup> et maillé par une grille cartésienne régulière de  $128 \times 128$  éléments. La condition initiale est l'interface constituée par le cercle de rayon  $R_0 = 0,15$  m centrée en  $\mathbf{x}_0 = (0,5, 0,75)$  m (cf. figure 4.14a). La vapeur est à l'intérieur du cercle et le liquide est à l'extérieur. La fonction Level-Set initiale s'exprime alors :

$$\phi_0(x,y) = \sqrt{(x-0,5)^2 + (y-0,75)^2} - 0,15 \quad (4.53)$$

Pour la configuration du champ tourbillonnaire, le cercle est soumis à un champ dont la fonction de courant s'exprime par :

$$\psi = \frac{1}{\pi} \sin^2(\pi x) \sin^2(\pi y) \quad (4.54)$$

En prenant la différentielle partielle de la fonction de courant, les composantes de vitesse sont données alors :

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} = -\sin^2(\pi x) \sin(2\pi y) \quad (4.55a)$$

$$v = \frac{\partial \psi}{\partial x} = \sin^2(\pi y) \sin(2\pi x) \quad (4.55b)$$

La figure 4.14b présente les lignes de courant (en bleu) et les vecteurs de vitesse de l'écoulement (en rouge) dans le champ tourbillonnaire. Le fluide dans le tourbillon s'écoule autour du point central (0,5, 0,5) m dans le sens des aiguilles d'une montre. La vitesse du fluide s'annule au centre de rotation. En direction radiale à partir du centre de rotation, la vitesse augmente progressivement, atteint sa valeur maximale à la distance  $r = 0,25$  m et diminue progressivement à zéro aux bords du domaine de calcul.

Pour la deuxième configuration, le cercle est soumis à un champ de déformation dont la fonction de courant s'exprime par :

$$\psi = \frac{1}{4\pi} \sin \left[ 4\pi \left( x + \frac{1}{2} \right) \right] \cos \left[ 4\pi \left( y + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (4.56)$$

De manière similaire à la configuration précédente, les composantes de vitesse sont données par :

$$u = -\frac{\partial \psi}{\partial y} = \sin \left[ 4\pi \left( x + \frac{1}{2} \right) \right] \sin \left[ 4\pi \left( y + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (4.57a)$$

$$v = \frac{\partial \psi}{\partial x} = \cos \left[ 4\pi \left( x + \frac{1}{2} \right) \right] \cos \left[ 4\pi \left( y + \frac{1}{2} \right) \right] \quad (4.57b)$$

La figure 4.14c présente également les lignes de courant et les vecteurs de vitesse de l'écoulement dans le champ de déformation. À la différence du cas précédent, le mouvement fluide est organisé en carrés et au centre de chaque carré se trouve un tourbillon. Les tourbillons dans les deux carrés adjacents ne tournent pas dans le même sens.

Dans ce cas test, seul le couplage CLSVOF est pris en charge car le champ de vitesse est imposé. Ce cas test permet alors de vérifier la conservation de la masse et la précision de suivi de l'interface. Le calcul est avancé dans le temps avec un pas de temps  $\Delta t = 0,1$  ms.

La figure 4.15 présente l'évolution de la topologie du cercle en fonction du temps pour les deux configurations. La zone vapeur et la zone liquide sont matérialisées par les couleurs rouge et bleue, respectivement.

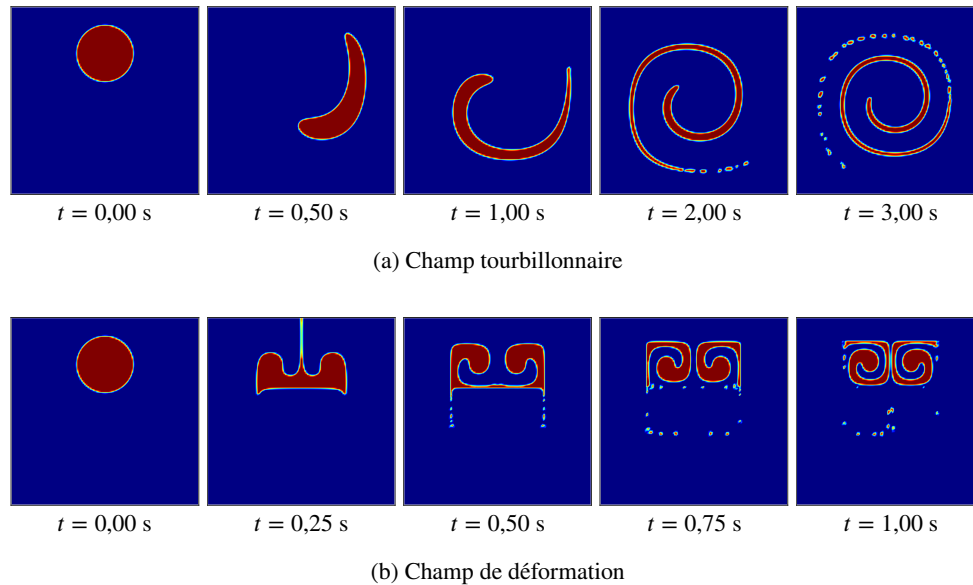


FIGURE 4.15 – Évolution en fonction du temps de la topologie du cercle dans les champs de vitesse imposés

En ce qui concerne le cercle de vapeur soumis au champ tourbillonnaire (cf. figure 4.15a), il est cisailé en raison du gradient de vitesse en direction radiale et sa topologie initiale se transforme en un long serpent qui s'affine au fur et à mesure du temps. Lorsque l'épaisseur du filament devient faible, il apparaît des gouttelettes de vapeur qui se détachent de l'extrémité du serpent (cf. figures à  $t = 2$  s et  $t = 3$  s). En effet, il s'agit des erreurs numériques dues à la sous-résolution qui se caractérisent par des pertes de surface.

Dans la configuration du champ de déformation (cf. figure 4.15b), le cercle de vapeur est séparé en deux parties, gauche et droite, se localisant dans les deux petits carrés adjacents. La partie gauche évolue dans le sens des aiguilles d'une montre et la partie droite dans le sens opposé. Nos résultats numériques sont cohérents avec la littérature ([57], [84], [70], [62]).

Afin de quantifier la précision de la méthode CLSVOF, les deux configurations ont été poursuivies avec un temps inversé [57]. L'idée est donc de refaire le chemin inverse i.e. à partir des déformations observées, de revenir à l'état initial d'une goutte de vapeur et d'observer l'état de la goutte. Pour ce faire, la fonction courant  $\psi$  est multipliée par le facteur  $\text{sign}[\cos(\pi t/T)]$  indiquant le signe de  $\cos(\pi t/T)$  à l'instant  $t$ . En effet, ce facteur est positif à  $t < T/2$  et négatif à  $t > T/2$ , i.e. le champ de vitesse change de signe à  $t = T/2$ .

L'évolution de la topologie du cercle en fonction du temps, de  $t = 0$  à  $t = T$  avec  $T = 2$  s, est présentée sur la figure 4.16 à la page 126.

Pour le cercle soumis au champ tourbillonnaire (cf. figure 4.16a), sa topologie évolue dans le sens des aiguilles d'une montre à partir de l'instant initial  $t = 0$  jusqu'à  $t = T/2$ , et dans le sens inverse lorsque  $t$  est supérieur à  $T/2$ . Le cercle revient à sa position initiale et maintient sa forme circulaire au bout du temps  $t = T$ .

Une évolution similaire est observée pour le cercle soumis au champ de déformation (cf. figure 4.16b). Néanmoins, la topologie initiale du cercle est altérée en raison des pertes de surfaces dues à la sous-résolution. De plus, le détachement des gouttelettes à l'interface liquide-vapeur contribue également aux difficultés de reconstruction d'interface à l'instant final  $t = T$ .

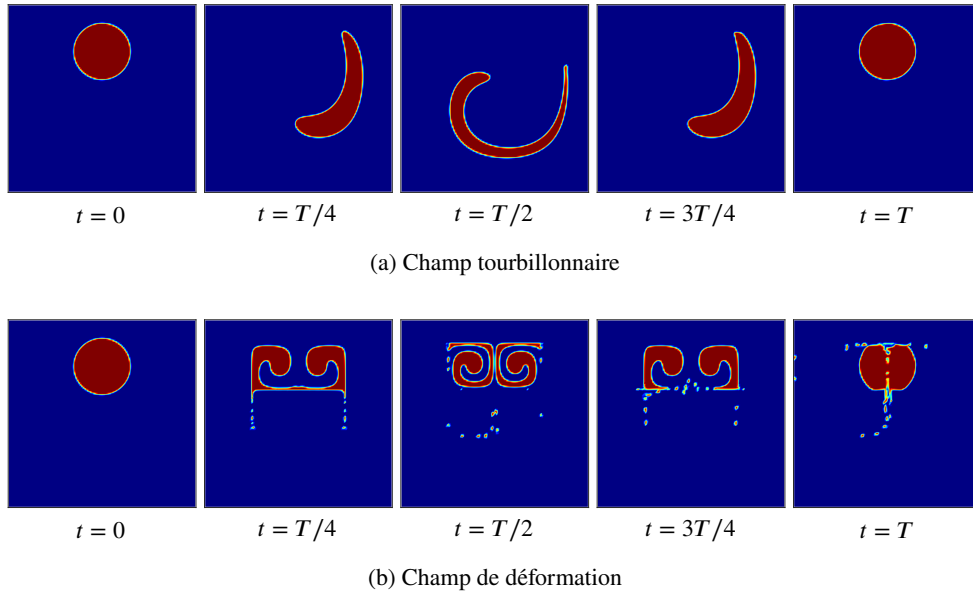


FIGURE 4.16 – Évolution de la topologie du cercle dans les champs de vitesse inversés dans le temps à l'instant  $t = T/2$  avec  $T = 2$  s

Les performances de la méthode CLSVOF peuvent être évaluées par rapport à l'erreur concernant la conservation de la masse. À l'instant  $t$ , cette erreur s'exprime comme suit :

$$E(t) = \frac{\sum_{i,j,k} |F(i,j,k,t) - F_0(i,j,k)|}{\sum_{i,j,k} F_0(i,j,k)} \quad (4.58)$$

À l'instant final  $t = T$ , ces erreurs sont  $E(T) = 0,3 \times 10^{-3}$  et  $E(T) = 15,3 \times 10^{-3}$  pour le cercle soumis respectivement au champ tourbillonnaire et au champ de déformation. Les valeurs obtenues sont du même ordre de grandeur que celles de la littérature ([57], [66], [84]), ce qui assure la conservation de la masse par la méthode CLSVOF mise en œuvre dans le code DFMVOF. En effet, la valeur  $E(T) = 15,3 \times 10^{-3}$  indique une erreur relativement faible provenant de l'advection et de la reconstruction de l'interface, tandis que la valeur  $E(T) = 0,3 \times 10^{-3}$  indique une excellente conservation de masse [66]. De plus, il est clair que l'erreur de la première configuration est bien inférieure à celle de la deuxième configuration, cela s'explique par le fait que le détachement des gouttelettes engendre la perte de masse importante due à la sous-résolution. Ce problème peut être résolu par la discrétisation plus fine du domaine de calcul, notamment au niveau de l'interface et s'effectue au prix de calculs plus conséquents.

#### 4.5.2 Cas test 2 : tension superficielle

Rappelons que l'interface liquide-vapeur subit une force liée à la tension superficielle qui engendre un saut de pression au niveau de l'interface. Un cas test dédié doit permettre d'évaluer les performances de la méthode GFM dans laquelle une interface est raide et la discontinuité de pression s'impose comme une condition aux limites. De plus, ce cas test doit également permettre de vérifier la condition de saut de pression à l'interface.

La figure 4.17 présente les caractéristiques du domaine de calcul et ainsi que les paramètres des simulation. Le domaine de calcul est un carré  $[0, 1] \times [0, 1]$  m<sup>2</sup>, maillé par une grille cartésienne régulière de  $128 \times 128$  éléments. Un cercle de vapeur d'un rayon  $R_0 = 0,25$  m est mis au centre du domaine de calcul et immergé dans le liquide (cf. figure 4.17a). Dans ce cas test, la force gravitationnelle est négligée afin d'annihiler la pesanteur et la flottabilité s'exerçant sur le cercle de vapeur. Les

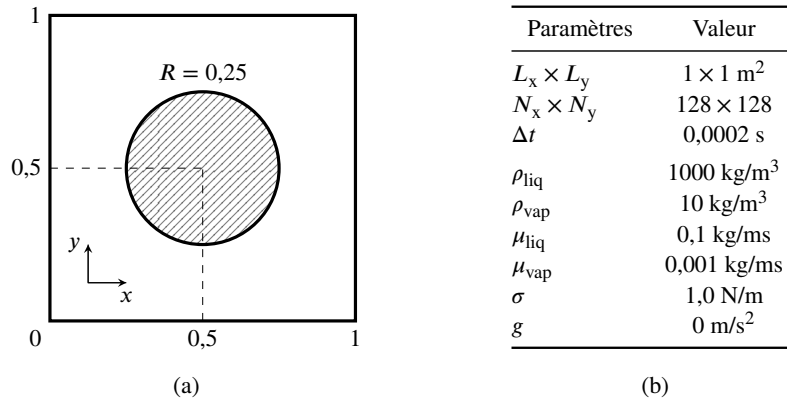


FIGURE 4.17 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulation

paramètres des simulations et les propriétés physiques des fluides sont présentés par la figure 4.17b. La méthode de suivi d'interface CLSVOF est couplée avec celle de projection pour la résolution des équations de Navier-Stokes. Le calcul est avancé dans le temps avec un pas de temps  $\Delta t = 0,02 \text{ ms}$ . La figure 4.18 présente les résultats obtenus à l'instant final  $t = 0,1 \text{ s}$ .

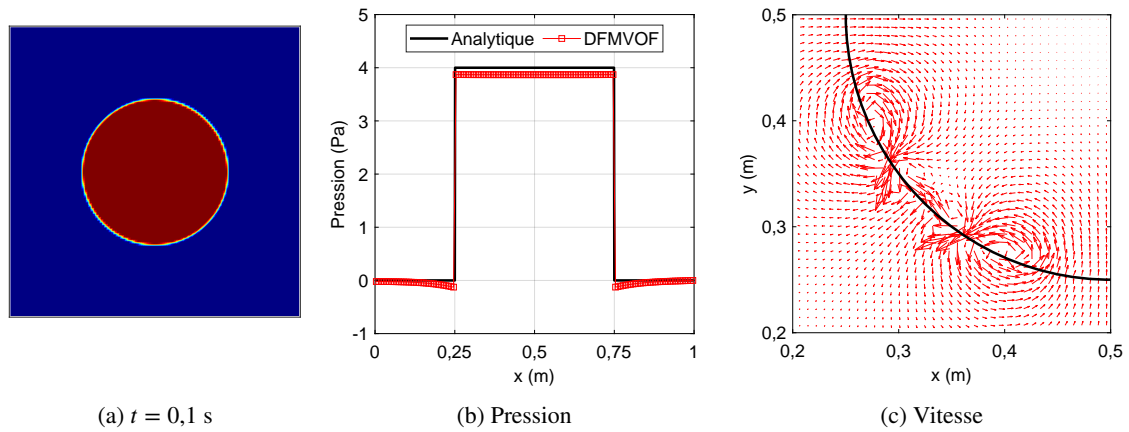


FIGURE 4.18

Le cercle de vapeur maintient sa topologie et sa position initiale en raison d'absence de force gravitationnelle (cf. figure 4.18a). Afin de vérifier la condition de saut de pression à l'interface, traçons la pression  $p$  sur la ligne horizontale passant par le centre du cercle. L'évolution de pression en fonction de  $x$  est présentée sur la figure 4.18b, rappelons que l'interface se trouve à  $x = 0,25 \text{ m}$  et  $x = 0,75 \text{ m}$ . Le résultat numérique est comparé avec le résultat analytique exprimé par l'équation de Laplace-Young pour le cas bidimensionnel :

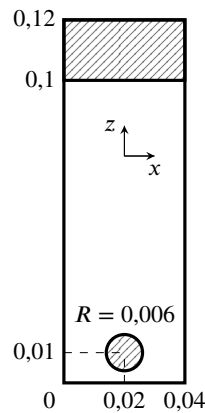
$$\Delta p = \frac{\sigma}{R} \quad (4.59)$$

Il est clair que le saut de pression à l'intérieur du cercle est prédit avec une précision raisonnable. L'écart par rapport à la solution analytique est en effet de 2,5%, ce qui indique que le modèle de tension superficielle et la condition de saut de pression ont été mis en œuvre correctement. Afin d'expliquer cet écart, voyons plus en détail le champ de vitesse au niveau de l'interface (cf. figure 4.18c). Rappelons que le cercle de vapeur n'est pas en mouvement car aucune force volumique n'est appliquée. Néanmoins, il existe des tourbillons engendrés par les courants dits « parasites » à l'interface. Alors, ce mouvement des fluides modifie légèrement la distribution de pression par rapport au cas analytique.

### 4.5.3 Cas test 3 : bulle soumise à la poussée d'Archimède

Ce problème permet d'évaluer les performances de la méthode de suivi d'interface CLSVOF en estimant la forme finale d'une bulle sphérique soumise à la poussée d'Archimède et le nombre de Reynolds terminal associé à ce mouvement. Les calculs numériques sont réalisés sur un domaine de calcul en 3D et comparés avec les résultats expérimentaux de la littérature.

Le domaine de calcul est représenté par un parallélépipède rectangle ayant les dimensions  $0,04 \times 0,04 \times 0,12 \text{ m}^3$  et maillé par une grille cartésienne de  $40 \times 40 \times 120$  éléments. La figure 4.19a présente une coupe verticale du domaine de calcul selon le plan  $y = 0,02 \text{ m}$ . Une bulle sphérique de vapeur d'un rayon  $R_0 = 0,006 \text{ m}$  est placée centrée en  $\mathbf{x}_0 = (0,02 \ 0,02 \ 0,01) \text{ m}$ . La bulle est immergée dans le liquide dont la surface libre est plane et horizontale à la position  $z = 0,1 \text{ m}$ . Le champ de gravitation terrestre est imposé suivant la direction  $z$ . La valeur de tension superficielle varie de  $0,01$  à  $5 \text{ N/m}$  (cf. figure ).

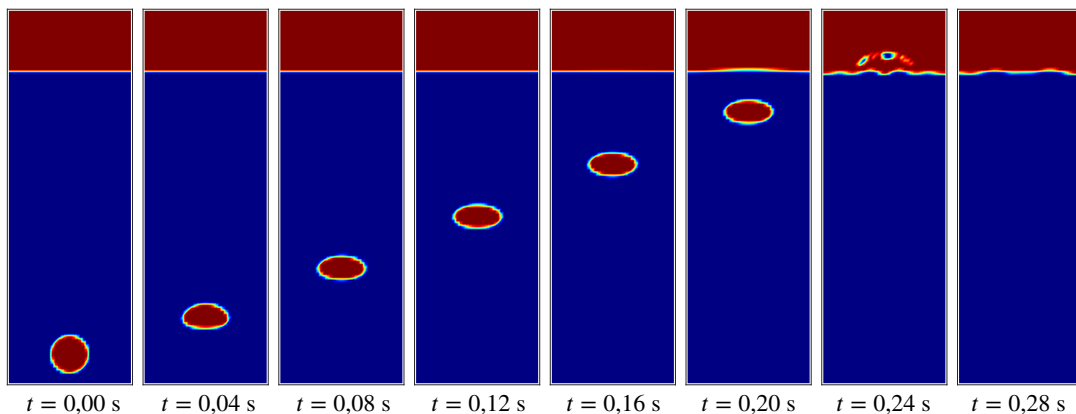
(a) Coupe selon le plan  $y = 0,02 \text{ m}$ 

Paramètres	Valeur
$L_x \times L_y \times L_z$	$0,04 \times 0,04 \times 0,12 \text{ m}^3$
$N_x \times N_y \times N_z$	$40 \times 40 \times 120$
$\mathbf{x}_0$	$(0,02 \ 0,02 \ 0,01) \text{ m}$
$R_0$	$0,006 \text{ m}$
$\Delta t$	$0,00002 \text{ s}$
$\rho_{\text{liq}}$	$1000 \text{ kg/m}^3$
$\rho_{\text{vap}}$	$10 \text{ kg/m}^3$
$\mu_{\text{liq}}$	$0,1 \text{ kg/ms}$
$\mu_{\text{vap}}$	$0,001 \text{ kg/ms}$
$\sigma$	$0,01 \leq \sigma \leq 5 \text{ N/m}$
$g$	$9,81 \text{ m/s}^2$

(b) Paramètres des simulations

FIGURE 4.19 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulations

Commençons tout d'abord avec  $\sigma = 0,5 \text{ N/m}$ . L'évolution en fonction du temps de la topologie de la bulle dans ce cas est présentée sur la figure 4.20.

FIGURE 4.20 – Évolution de la topologie de la bulle soumise à la poussée d'Archimède pour la tension superficielle  $\sigma = 0,5 \text{ N/m}$ 

Sous l'effet de la flottabilité, la bulle monte vers la surface libre. Au fur et à mesure de son ascension, sa forme évolue et devient elliptique. Une fois atteint la surface libre, la bulle éclate et entraîne des oscillations au niveau de la surface. Dans notre démarche, nous recourons au diagramme de Grace

[85] afin de caractériser l'ascension de la bulle. En effet, ce diagramme basé sur les observations expérimentales nous permet de déterminer la topologie finale de la bulle et le nombre de Reynolds terminal  $Re_\infty$  que nous devrions obtenir en fonction de deux nombres adimensionnels : le nombre de Morton  $Mo$  et le nombre d'Eötvös  $Eo$ . Rappelons que le nombre de Morton est utilisé pour la description des écoulements à phase dispersée, notamment dans le cas de l'étude des déformations des bulles dans un fluide porteur et que le nombre d'Eötvös correspond au rapport de la poussée d'Archimède et de la tension superficielle. Ces deux nombres sont utilisés pour caractériser la topologie des bulles ou des gouttes se déplaçant dans un fluide. Leur expressions sont données par :

$$Mo = \frac{g\mu_{liq}\Delta\rho}{\rho_{liq}^2\sigma^3} \quad (4.60a)$$

$$Eo = \frac{g\Delta\rho D^2}{\sigma} \quad (4.60b)$$

Le nombre de Reynolds terminal est calculé à partir de la vitesse terminale constante de la bulle  $w_\infty$  :

$$Re_\infty = \frac{\rho_{liq}w_\infty D_e}{\mu_{liq}} \quad (4.61)$$

Pour déterminer la vitesse terminale  $w_\infty$ , suivons l'évolution des vitesses au point le plus bas (point A) et au point le plus haut (point B) sur l'axe de symétrie de la bulle en fonction du temps (cf. figure 4.21).

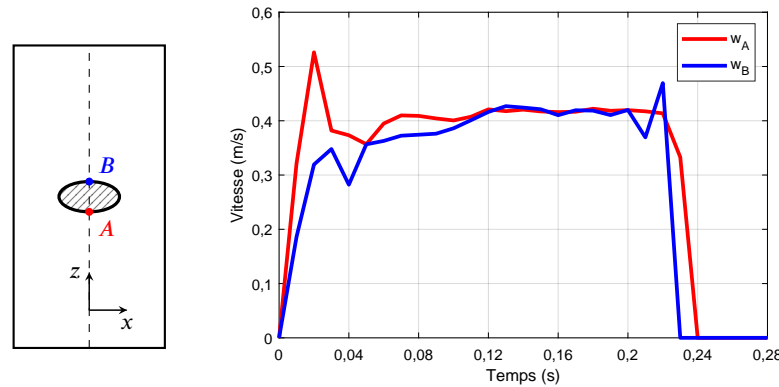


FIGURE 4.21 – Évolution des vitesses de la bulle en fonction du temps

La vitesse  $w_A$  augmente et atteint un maximum pour finir par diminuer et se stabiliser. La vitesse  $w_B$  augmente et se stabilise finalement à une valeur très proche de  $w_A$  vers  $t = 0,12$  s. À partir de  $t = 0,12$  s, le mouvement de la bulle est stable et sa topologie n'évolue plus dans le temps, ce régime est dit « stationnaire » et maintenu jusqu'à ce que la bulle atteigne la surface libre à  $t = 0,2$  s. Ce régime stationnaire s'explique par l'équilibre entre les forces de pesanteur, de flottabilité et de traînée. Pour notre calcul, la vitesse terminale  $w_\infty$  est la moyenne de  $w_A$  et  $w_B$  une fois le régime stationnaire établi. Pour ce cas test,  $w_\infty$  est égal à 0,42 m/s, ce qui permet d'en déduire le nombre de Reynolds terminal  $Re_\infty = 50,2$ .

Ensuite, la topologie de la bulle et le nombre de Reynolds terminal seront comparés avec les prédictions du diagramme de Grace [85]. À partir des paramètres géométriques et des propriétés physiques des fluides de ce cas test, nous pouvons calculer le nombre de Morton  $Mo = 9,71 \times 10^{-4}$  et le nombre d'Eötvös  $Eo = 14$ . En remontant les valeurs de  $Mo$  et  $Eo$  sur le diagramme de Grace [85], la bulle est dans un domaine de bulle elliptique et le nombre de Reynolds terminal est  $Re_\infty = 51,6$ . Les



résultats numériques obtenus sont donc cohérents avec ceux donnés par le diagramme de Grace [85] concernant la forme finale de la bulle et le nombre de Reynolds terminal.

Finalement, afin de mettre en exergue les influences de la tension superficielle  $\sigma$  sur la topologie finale de la bulle, nous faisons varier ce paramètre dans la gamme  $0,01 \leq \sigma \leq 5$  N/m. L'évolution de la forme de la bulle en fonction du temps est présentée sur la figure 4.22 pour 3 valeurs de  $\sigma$  :  $\sigma = 0,01$ ,  $\sigma = 0,5$  et  $\sigma = 5$  N/m.

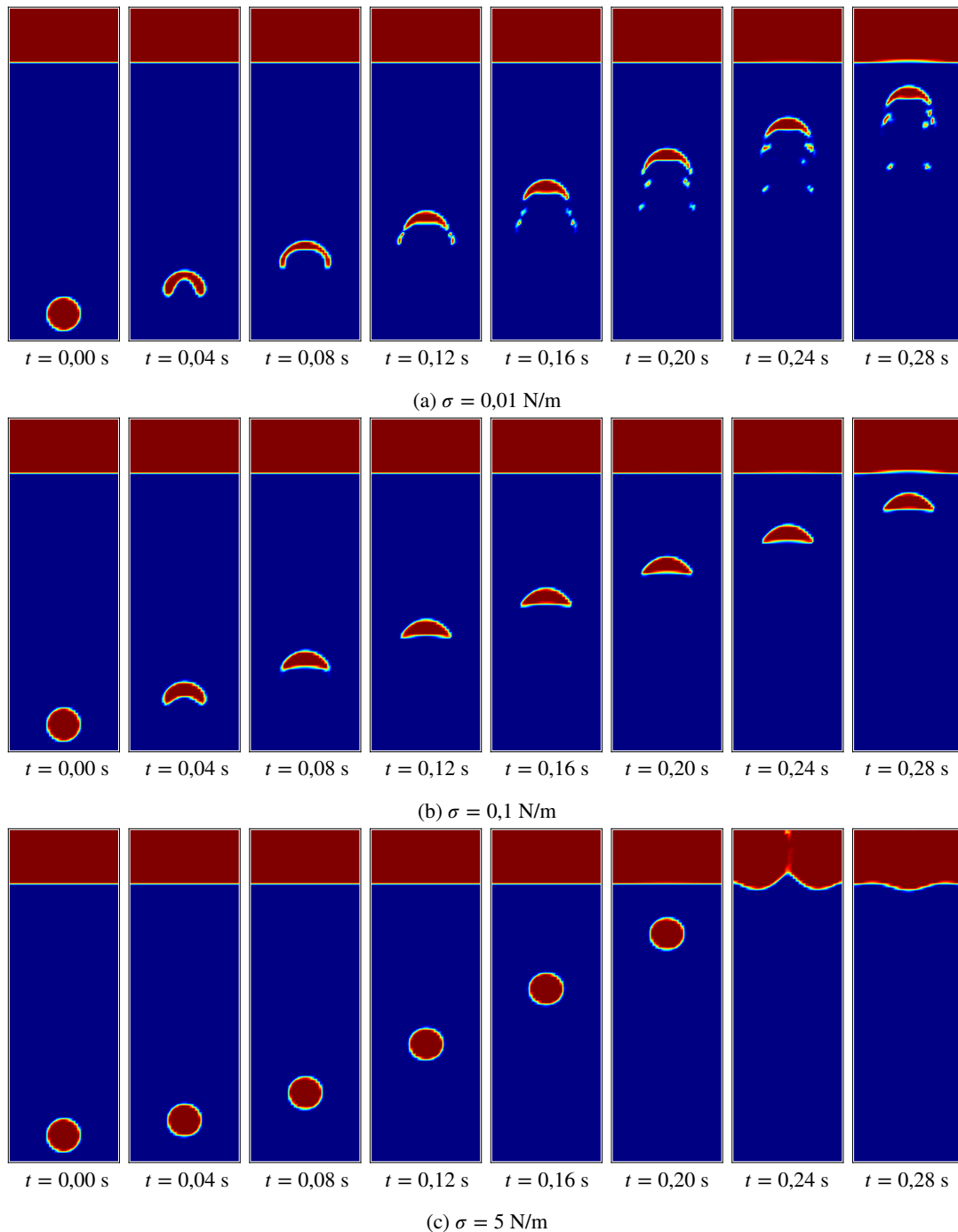


FIGURE 4.22 – Topologie de la bulle soumise à la poussée d'Archimède en fonction de la tension superficielle  $\sigma$  pour  $0,01 \leq \sigma \leq 5$  N/m

Pour  $\sigma = 0,01$  N/m (cf. figure 4.22a), la bulle est déformée et sa forme tend vers une calotte sphérique. Aux extrémités radiales de la bulle apparaissent les gouttelettes de vapeur détachées de sa surface. Pour  $\sigma = 0,5$  N/m (cf. figure 4.22b), la bulle s'apparente également à l'équilibre à une calotte sphérique. Néanmoins, aucune gouttelette détachée n'est observée. Rappelons que la forme de la bulle est elliptique pour  $\sigma = 0,5$  N/m (cf. figure 4.20). Pour  $\sigma = 5$  N/m (cf. figure 4.22c), la bulle maintient sa forme sphérique. Les observations permettent de souligner l'importance de la tension superficielle  $\sigma$  dans la topologie finale de la bulle en ascension. Plus la tension superficielle  $\sigma$  est importante, moins la bulle est déformée. En effet, au cours de son mouvement, la bulle tend vers un équilibre qui correspond à la configuration de plus basse énergie. La tension superficielle modifie donc sa géométrie pour diminuer l'aire de son interface.

Le tableau 4.2 présente les nombres adimensionnels  $Mo$  et  $Eo$  permettant d'identifier la topologie finale de la bulle ainsi que le nombre de Reynolds terminal  $Re_\infty$  sur le diagramme de Grace [85] pour les 4 valeurs testées de  $\sigma$ . Les résultats obtenus sont comparés avec nos résultats numériques.

Paramètres	$\sigma = 0,01$ N/m	$\sigma = 0,1$ N/m	$\sigma = 0,5$ N/m	$\sigma = 5$ N/m
$Mo$	$9,71 \times 10^{-1}$	$9,71 \times 10^{-4}$	$7,7 \times 10^{-6}$	$7,7 \times 10^{-9}$
$Eo$	139,9	14,0	2,8	0,28
Topologie finale (Grace <i>et al.</i> [85])	Calotte sphérique	Élliptique	Élliptique	Sphérique
Topologie finale (DFMVOF)	Calotte sphérique	Calotte sphérique	Élliptique	Sphérique
$Re_\infty$ (Grace <i>et al.</i> [85])	33,6	30,0	51,6	60,0
$Re_\infty$ (DFMVOF)	32,1	28,8	50,2	61,5

TABLEAU 4.2 – Comparaison des résultats numériques avec le diagramme de Grace

En ce qui concerne la topologie finale de la bulle, il est clair que notre code numérique donne les mêmes résultats que ceux prédits par le diagramme de Grace [85], sauf pour le cas de  $\sigma = 0,1$  N/m. En effet, dans ce cas, le point déterminé par les nombres adimensionnels  $Mo$  et  $Eo$  se trouve dans la zone de transition des formes de « calotte sphérique » à « élliptique ». La forme finale est donc difficile à identifier. Par rapport au nombre de Reynolds terminal  $Re_\infty$ , les valeurs obtenues par notre code numérique et par le diagramme de Grace [85] sont cependant très proches.

#### 4.5.4 Coalescence de bulles soumises à la poussée d'Archimède

Ce problème permet d'évaluer les performances du code DFMVOF dans la simulation d'un problème pratique : la coalescence de bulles de vapeur ascendantes dans un fluide au repos. Les calculs sont réalisés sur un domaine de calcul en 3D. La figure 4.23 présente les caractéristiques du domaine de calcul et les paramètres des simulations

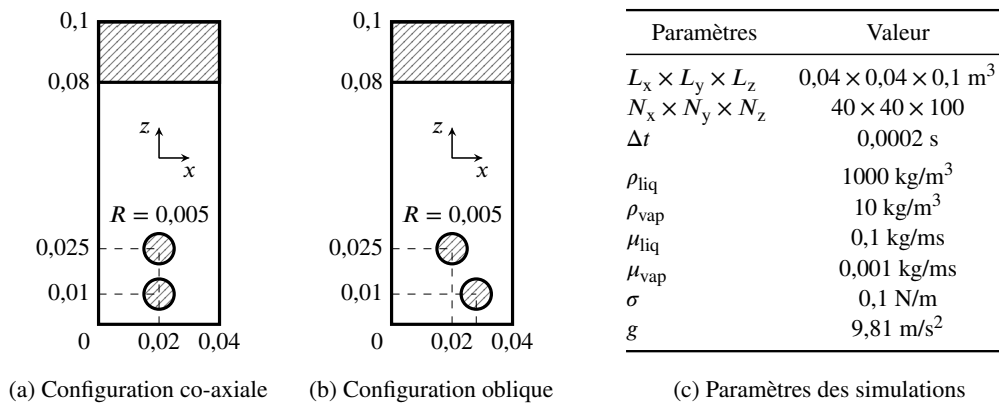
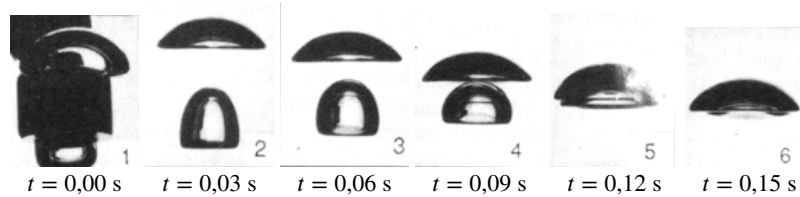


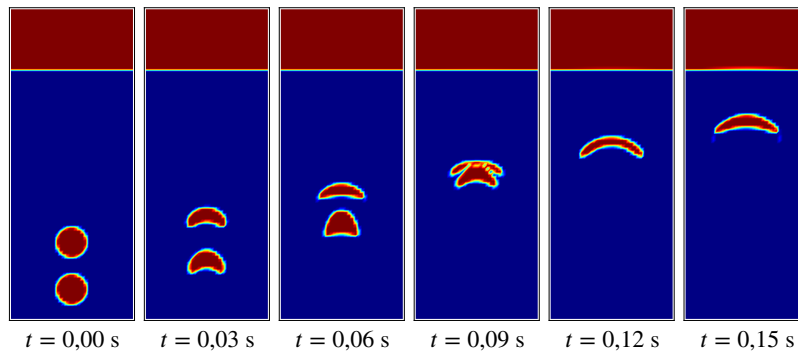
FIGURE 4.23 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulations

De manière similaire au cas test précédent, le domaine de calcul est représenté par un parallélépipède rectangle ayant les dimensions  $0,04 \times 0,04 \times 0,10 \text{ m}^3$  et maillé par une grille cartésienne de  $40 \times 40 \times 100$  éléments. Les figures 4.23a et 4.23b présentent une coupe verticale du domaine de calcul selon le plan  $y = 0,02 \text{ m}$  pour les deux configurations de test : configuration co-axiale et configuration oblique, respectivement. Deux bulles sphériques de vapeur sont placées légèrement séparées, l'une au-dessus de l'autre dans le liquide. Les positions initiales des bulles et de la surface libre sont également indiquées dans les figures.

La figure 4.24 présente la confrontation entre les résultats numériques et expérimentaux [86] pour le cas de coalescence co-axiale.



(a) Essais expérimentaux (Breton *et al.* [86])

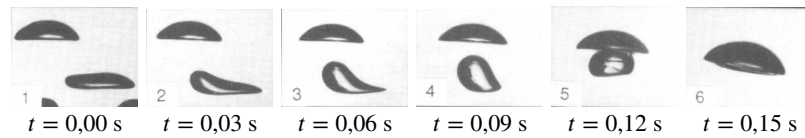
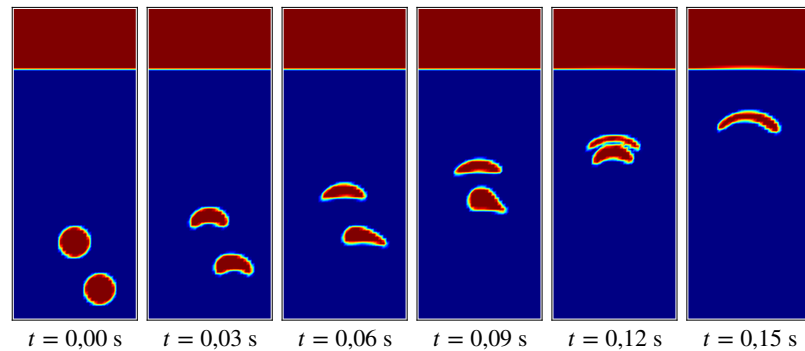


(b) Simulation numérique (DFMVOF)

FIGURE 4.24 – Confrontation entre les résultats expérimentaux et numériques pour le cas de coalescence co-axiale,  $Eo = 16$  et  $Eo = 20 \times 10^{-3}$

Sous l'effet de la poussée d'Archimède, les deux bulles montent et se rencontrent. La bulle en haut se comporte comme une bulle isolée tandis que la bulle en bas la rattrape et atteint une forme nettement différente lorsqu'elle entre dans le sillage de la bulle en haut. Une fois rencontrées, les bulles partagent donc leurs volumes ou coalescent pour devenir une seule bulle. Cette dernière ajuste sa topologie afin de former la plus petite surface possible. Les résultats numériques sont en excellent accord avec les observations expérimentales.

De manière similaire à la configuration précédente, la confrontation entre les résultats numériques et expérimentaux [86] pour le cas de coalescence oblique est présentée sur la figure 4.25. La bulle en bas rattrape la bulle en haut et subit une déformation considérable lorsqu'elle entre dans son sillage. Les résultats numériques sont également en excellent accord avec les observations expérimentales.

(a) Essais expérimentaux (Brereton *et al.* [86])

(b) Simulation numérique (DFMVOF)

FIGURE 4.25 – Confrontation entre les résultats expérimentaux et numériques pour le cas de coalescence oblique,  $Eo = 16$  et  $Eo = 20 \times 10^{-3}$ 

## 4.6 Conclusion partielle

Parmi les méthodes de suivi d'interface, la méthode CLSVOF est retenue et couplée avec la méthode de projection pour la résolution des équations gouvernant la dynamique des fluides diphasiques **sans changement de phase**. En effet, cette méthode assure la conservation de masse et la localisation très précise de l'interface. Ainsi, elle est mise en œuvre dans notre outil numérique DFMVOF.

Dans ce chapitre nous avons pu vérifier le bon comportement du code DFMVOF sur 4 cas tests standards considérés dans la littérature comme les cas de base souvent utilisés. Les simulations numériques ont été comparées aux données expérimentales disponibles. Les résultats numériques sont cohérents avec les résultats expérimentaux, et confirment la validation de ce code numérique.

L'idée pour nous est donc de se baser sur cet outil numérique et le faire évoluer pour une prise en compte des mécanismes de transfert **avec changement de phase**. C'est l'objet du chapitre suivant.



## Chapitre 5

# Développements numériques pour le changement de phase

### Sommaire

---

<b>5.1</b>	<b>Résolution numérique du bilan de conservation de l'énergie</b>	<b>136</b>
<b>5.2</b>	<b>Modèles de changement de phase</b>	<b>141</b>
<b>5.3</b>	<b>Techniques d'extrapolation d'ordre élevé</b>	<b>144</b>
<b>5.4</b>	<b>Thermodynamique du fluide en changement de phase</b>	<b>147</b>
<b>5.5</b>	<b>Mise en œuvre des algorithmes dans le code DFMVOF</b>	<b>148</b>
<b>5.6</b>	<b>Tests de validation</b>	<b>152</b>
<b>5.7</b>	<b>Conclusion partielle</b>	<b>156</b>

---

*Ce chapitre a pour objectif de décrire les schémas numériques permettant de modéliser le phénomène de changement de phase dans le code DFMVOF. Rappelons que le changement de phase est le changement d'un état de la matière vers un autre état sous des variations de température ou de pression. Alors, l'équation du bilan de conservation de l'énergie doit être tout d'abord résolue afin de déterminer la température dans le domaine de calcul.*

*Ensuite, le transfert de masse aux interfaces introduit trois autres problématiques de modélisation spécifiques : (i) le champ de vitesse est discontinu à la traversée de l'interface ; (ii) le flux thermique est également discontinu et (iii) le taux de changement de phase est une variable additionnelle qui est fonction de la condition de saturation de l'interface. Ces problèmes sont également traités dans ce chapitre.*

*Finalement, les cas tests classiques sont proposés pour valider les schémas numériques mis en jeu dans le code DFMVOF afin de prendre en compte le transfert de masse. Les solutions numériques obtenues sont comparées aux solutions analytiques et les résultats de validation seront détaillés à la fin de ce chapitre.*

## 5.1 Résolution numérique du bilan de conservation de l'énergie

La présence d'une interface impose de fortes discontinuités et autant de discontinuités requiert des schémas numériques les moins dissipatifs, d'autant plus que l'interface devient le siège de transports, notamment le transfert de masse. Il est donc déterminant de caractériser la performance des schémas de discrétisation, notamment les schémas des termes convectifs et diffusifs. Pour les tester, prenons plusieurs cas tests classiques sur des équations sans changement de phase.

### 5.1.1 Mise en équation

En l'absence de production locale de chaleur, l'équation de transport de l'énergie d'un fluide incompressible s'écrit [87] :

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \nabla \cdot (\alpha \nabla T) \quad (5.1)$$

avec  $\alpha$  la diffusivité thermique permettant de quantifier la vitesse de diffusion de la chaleur du fluide. Son expression est donnée par :

$$\alpha = \frac{\lambda}{\rho c_p} \quad (5.2)$$

### 5.1.2 Schémas numériques mis en oeuvre

L'équation de transport (5.1) est résolue avec la méthode des volumes finis et se réécrit donc sous forme conservative comme suit :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}T) + \nabla \cdot (\alpha \nabla T) \quad (5.3)$$

Dans le cadre de cette présente étude, l'équation (5.3) est discrétisée à l'aide du schéma d'Euler explicite en temps :

$$\frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}^n T^n) + \nabla \cdot (\alpha \nabla T^n) \quad (5.4)$$

En espace, le terme convectif  $\nabla \cdot (\mathbf{u}T)$  et diffusif  $\nabla \cdot (\alpha \nabla T)$  sont discrétisés par le schéma TVD et le schéma centré, respectivement. Les cas tests suivants permettent de valider les algorithmes implémentés et d'expliquer pourquoi ces schémas numériques sont retenus.

### 5.1.3 Cas tests de validation

Afin de valider les schémas numériques mis en oeuvre, 3 cas tests ont été réalisés et les résultats numériques obtenus sont comparés aux solutions analytiques. Par souci de simplicité, les schémas numériques sont validés en résolvant le problème de transport classique d'une substance polluante de concentration  $C$  dans le fluide. En raison de l'analogie entre la température  $T$  et la concentration  $C$ , l'équation de transport de  $C$  s'exprime sous forme conservative comme suit :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}C) = \nabla \cdot (D \nabla C) \quad (5.5)$$

avec  $D$  la diffusivité du fluide.

#### 5.1.3.a Test 1 : Problème d'advection pure

Le problème d'advection pure permet de vérifier les performances des schémas de discrétisation du terme convectif. Pour ce faire, la diffusivité du fluide est mise à 0 et l'équation de transport devient alors :

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}C) = 0 \quad (5.6)$$

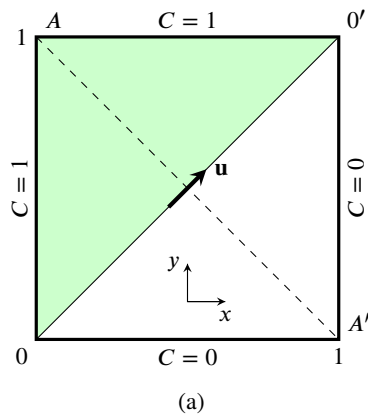
Schéma	Flux numérique
Up-Wind	Si $u_{i+\frac{1}{2},j} \geq 0$ : $(uC)_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+\frac{1}{2},j} C_{i,j}$
	Si $u_{i+\frac{1}{2},j} < 0$ : $(uC)_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+\frac{1}{2},j} C_{i+1,j}$
QUICK	Si $u_{i+\frac{1}{2},j} \geq 0$ : $(uC)_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+\frac{1}{2},j} \left( \frac{6}{8} C_{i,j} + \frac{3}{8} C_{i+1,j} - \frac{1}{8} C_{i-1,j} \right)$
	Si $u_{i+\frac{1}{2},j} < 0$ : $(uC)_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+\frac{1}{2},j} \left( \frac{6}{8} C_{i+1,j} + \frac{3}{8} C_{i,j} - \frac{1}{8} C_{i+2,j} \right)$
TVD	Si $u_{i+\frac{1}{2},j} \geq 0$ : $(uC)_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+\frac{1}{2},j} \left( C_{i,j} + \frac{1}{2} \Delta \right)$
	Si $u_{i+\frac{1}{2},j} < 0$ : $(uC)_{i+\frac{1}{2},j} = u_{i+\frac{1}{2},j} \left( C_{i+1,j} - \frac{1}{2} \Delta \right)$

TABLEAU 5.1 – Calcul du flux numérique au bord droit de la cellule  $(i,j)$  selon 3 schémas Up-Wind, QUICK et TVD

Trois schémas différents de discrétisation du terme convectif ont été testés et comparés à la solution analytique. Rappelons que la méthode des volumes finis consiste à approximer le terme convectif par la somme des flux traversant chaque face du volume de contrôle. Par exemple, le tableau 5.1 présente les calculs du flux numérique au bord  $(i + \frac{1}{2}, j)$  de la maille  $(i, j)$  selon 3 schémas Upwind, QUICK et TVD. Le schéma Upwind [87] met en place une condition sur le signe de la vitesse pour savoir quelle concentration est advectée dans la maille voisine. Le schéma QUICK (*Quadratic Upwind Interpolation for Convective Kinematics*) [88], comme son nom l'indique, est un schéma d'ordre élevé qui considère une interpolation quadratique pondérée en amont en trois points pour les valeurs de face de la maille. Le schéma TVD (*Total Variation Diminishing*) [89] est également un schéma d'ordre élevé basé sur une approche géométrique. En effet, ce schéma suppose que la variable  $C$  varie linéairement dans une maille et sa valeur sur la face de la maille est déterminée en appliquant un limiteur de pente  $\Delta$  afin de rendre le schéma TVD, i.e. pour éviter l'apparition d'oscillations. L'expression de  $\Delta$  est donnée par ([89], [80]) :

$$\Delta = \begin{cases} S \min \left( 2 |u_{i+1,j} - u_{i,j}|, 2 |u_{i,j} - u_{i-1,j}|, \frac{1}{2} |u_{i+1,j} - u_{i-1,j}| \right) & \text{si } s > 0 \\ 0 & \text{si } s \leq 0 \end{cases} \quad (5.7)$$

où les valeurs de  $S$  et  $s$  sont respectivement définies par  $S = \text{sign}(u_{i+1,j} - u_{i-1,j})$  et  $s = (u_{i+1,j} - u_{i,j})(u_{i,j} - u_{i-1,j})$ .



Paramètres	Valeur
$L_x \times L_y$	$1 \times 1 \text{ m}^2$
$N_x \times N_y$	$100 \times 100$
$\Delta t$	$0,1 \text{ ms}$
$\mathbf{u}$	$u = v = 1 \text{ m/s}$

FIGURE 5.1 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres de simulation pour le problème de d'advection pure

Le domaine de calcul est un carré  $[0 - 1] \times [0 - 1] \text{ m}^2$  et maillé par un maillage cartésien régulier de  $100 \times 100$  éléments (cf. figure 5.1). L'écoulement est parallèle à la diagonale  $[00']$  du maillage et le champ de vitesse est uniforme avec  $u = v = 1 \text{ m/s}$ . Les conditions aux limites pour la concentration



$C$  sont  $C = 0$  le long des frontières sud/est, et  $C = 1$  aux frontières nord/ouest. Le calcul est avancé avec un pas de temps  $\Delta t = 0,1$  ms jusqu'à l'obtention de l'état stationnaire. La solution analytique est connue dans ce cas. En effet, comme le fluide s'écoule suivant la diagonale  $[00']$ , la valeur de  $C$  à toutes les mailles au-dessus de  $[00']$  doit être égale à 1 et au-dessous  $[00']$  elle doit être égale à zéro.

La figure 5.2a présente la solution numérique obtenue en régime stationnaire pour le schéma TVD. La concentration change de manière abrupte de 1 à 0 en passant à travers la diagonale  $[00']$ . Afin de comparer les performances des 3 schémas utilisés, traçons l'évolution de la concentration le long de la diagonale  $[AA']$  (cf. figure 5.2b). Il est clair que que la concentration  $C$  diminue de 1 à 0 en traversant l'interface. De plus, les résultats numériques sont similaires pour les 3 schémas et en accord avec la solution analytique aux bords du domaine de calcul. Néanmoins, le schéma Upwind présente la diffusion numérique au niveau de l'interface. Les schémas QUICK et TVD présentent beaucoup moins d'erreurs diffusives que le schéma Upwind et les résultats donnés par ces deux schémas sont très proches de la solution analytique. Pour le schéma TVD, la solution numérique ne présente pas d'oscillations par rapport au schéma QUICK, ce qui explique pourquoi le schéma TVD a été adopté pour la discrétisation du terme convectif dans le code DFMVOF.

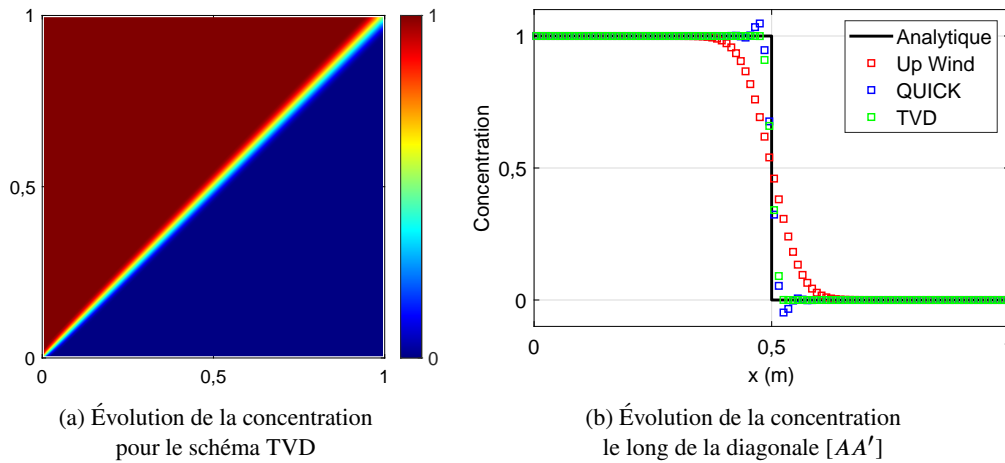


FIGURE 5.2 – Comparaison des résultats numériques à la solution analytique pour le problème d'advection pure

### 5.1.3.b Test 2 : Problème de diffusion pure

Afin de vérifier les performances du schéma de discrétisation du terme diffusif mis en œuvre, considérons le problème de diffusion unidimensionnelle à travers une interface verticale entre le liquide et la vapeur au repos. Pour ce faire, le champ de vitesse est imposé nul en tout point du domaine de calcul et l'équation de transport devient alors :

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \nabla \cdot (D \nabla C) \quad (5.8)$$

Le terme diffusif est discrétisé par le schéma centré d'ordre 2 en espace. Le flux numérique au bord  $(i + \frac{1}{2}, j)$  de la maille  $(i, j)$  s'écrit donc :

$$(D \nabla C)_{i+\frac{1}{2},j} = D_{i+\frac{1}{2},j} \frac{C_{i+1,j} - C_{i,j}}{\Delta x} \quad (5.9)$$

où la diffusivité  $D_{i+\frac{1}{2},j}$  est déterminée en fonction de  $\phi_{i+\frac{1}{2},j}$ , i.e.  $D_{i+\frac{1}{2},j} = D_{\text{liq}}$  si  $\phi_{i+\frac{1}{2},j} \geq 0$  et  $D_{i+\frac{1}{2},j} = D_{\text{vap}}$  si  $\phi_{i+\frac{1}{2},j} < 0$ .

Le domaine de calcul est un carré  $[0 - 1] \times [0 - 1] \text{ m}^2$  et maillé par un maillage cartésien régulier de  $100 \times 100$  éléments (cf. figure 5.3a). Les phases liquide et vapeur sont séparées par une interface verticale à la position  $x_0 = 0,5 \text{ m}$ . La condition initiale pour la concentration est  $C^0(x) = C_{\text{liq}}^0 = 1$  dans le domaine liquide ( $x < 0,5$ ) et  $C^0(x) = C_{\text{vap}}^0 = 0$  dans le domaine vapeur ( $x > 0,5$ ). Les paramètres des simulations et les propriétés physiques des fluides sont présentés par la figure 5.3b. Le calcul est avancé dans le temps avec un pas de temps  $\Delta t = 0,2 \text{ ms}$ . La solution analytique est donnée par ([90], [91]) :

$$C_{\text{liq}}(x,t) = C_{\text{liq}}^0 \left( \frac{\sqrt{D_{\text{liq}}}}{\sqrt{D_{\text{liq}}} + \sqrt{D_{\text{vap}}}} \right) + C_{\text{liq}}^0 \left( 1 - \frac{\sqrt{D_{\text{liq}}}}{\sqrt{D_{\text{liq}}} + \sqrt{D_{\text{vap}}}} \right) \text{erf} \left( \frac{x - x_0}{\sqrt{4D_{\text{liq}}t}} \right) \quad (5.10a)$$

$$C_{\text{vap}}(x,t) = C_{\text{liq}}^0 \left( \frac{\sqrt{D_{\text{liq}}}}{\sqrt{D_{\text{liq}}} + \sqrt{D_{\text{vap}}}} \right) + \left( C_{\text{vap}}^0 - \frac{\sqrt{D_{\text{liq}}}}{\sqrt{D_{\text{liq}}} + \sqrt{D_{\text{vap}}}} C_{\text{liq}}^0 \right) \text{erf} \left( \frac{x - x_0}{\sqrt{4D_{\text{vap}}t}} \right) \quad (5.10b)$$

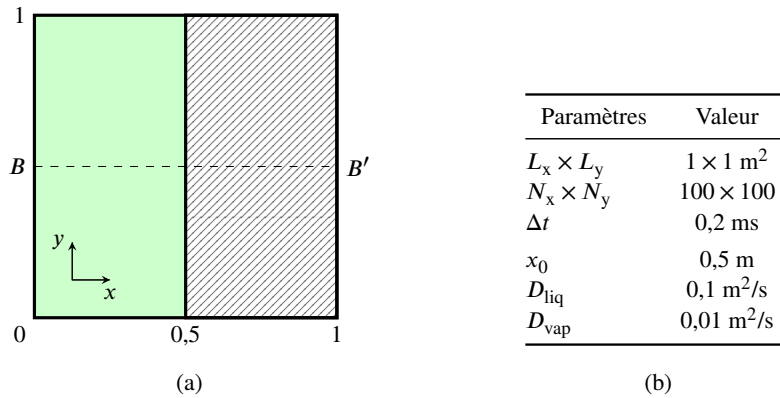


FIGURE 5.3 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulation pour le problème de diffusion pure

La figure 5.4a présente la distribution de la concentration dans le domaine de calcul à l'instant final  $t = 0,2 \text{ s}$ . La figure 5.4b présente l'évolution en fonction du temps de la concentration le long de la ligne horizontale  $y = 0,5$ .

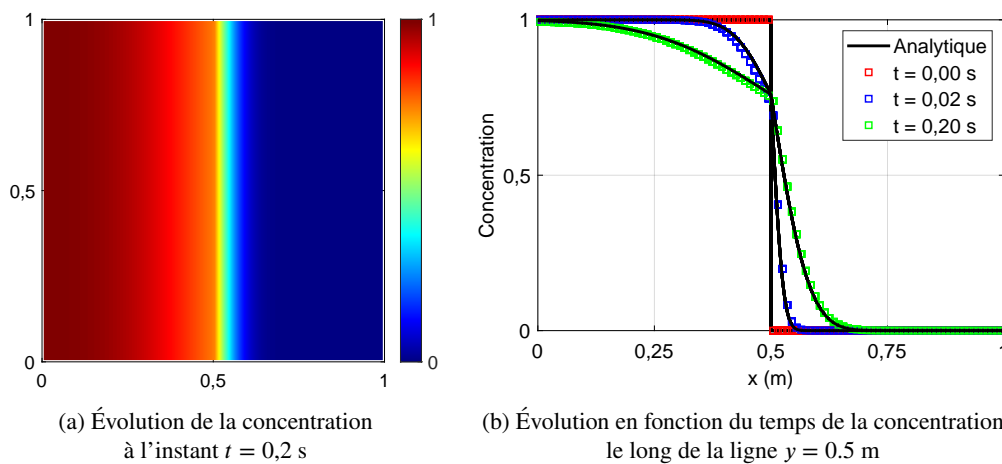


FIGURE 5.4 – Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques pour le problème de diffusion pure

Au fur et à mesure du temps, la substance polluante voit sa concentration diminuer dans la phase liquide en raison de la diffusion vers la phase vapeur. La valeur de concentration est continue à la traversée de l'interface car aucune condition de saut n'est appliquée dans ce cas test. Il est clair que les solutions numériques obtenues sont très proches des solutions analytiques. L'excellente correspondance entre les résultats numériques et analytiques témoigne de la bonne performance du schéma numérique utilisé pour la simulation d'écoulement diphasique avec l'interface.

### 5.1.3.c Test 3 : Problème d'advection-diffusion

Le problème d'advection-diffusion permet de vérifier la mise en place des schémas convectif (schéma TVD) et diffusif (schéma centré) ainsi que le schéma d'Euler explicite en temps. Pour ce faire, un cercle de vapeur chargé de substance polluante est advecté dans le liquide par le champ de vitesse uniforme. Sous l'effet d'advection-diffusion, la substance polluante est advectée suivant l'écoulement et diffusée à travers l'interface liquide-vapeur. La concentration est donc suivie en fonction du temps et comparée à la solution analytique.

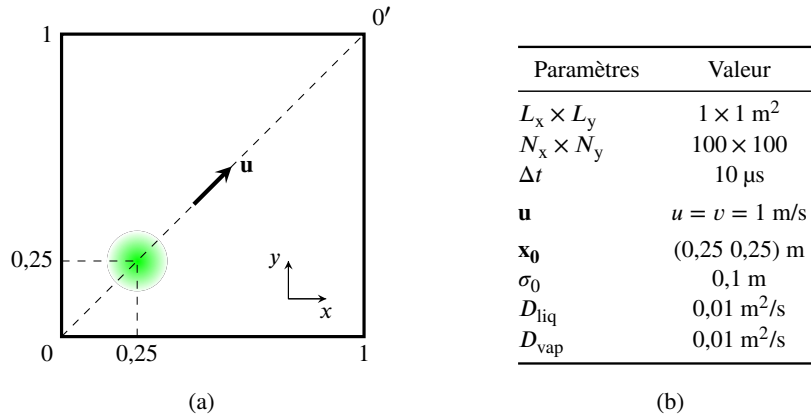


FIGURE 5.5 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulation pour le problème d'advection-diffusion

Le domaine de calcul est un carré  $[0 - 1] \times [0 - 1] \text{ m}^2$  et maillé par un maillage cartésien régulier de  $100 \times 100$  éléments (cf. figure 5.5a). Un cercle de vapeur d'un rayon  $\sigma_0 = 0,1 \text{ m}$  est immergé dans le liquide et advecté suivant la diagonale  $[00']$  par le champ de vitesse uniforme imposé avec  $u = v = 1 \text{ m/s}$ . La position initiale du cercle est  $(0,25 \ 0,25) \text{ m}$  et le cercle est initialement chargé de substance polluante d'une concentration initiale  $C_0(x,y)$  dont la distribution suit la loi gaussienne :

$$C_0(x,y) = \exp \left[ - \left( \frac{x - x_0}{\sigma_0} \right)^2 \right] \exp \left[ - \left( \frac{y - y_0}{\sigma_0} \right)^2 \right] \quad (5.11)$$

Les paramètres des simulations et les propriétés physiques des fluides sont présentés par la figure 5.5b. Le calcul est avancé dans le temps avec un pas de temps  $\Delta t = 10 \mu\text{s}$ . Afin de pouvoir comparer à la solution analytique, la diffusivité de la phase liquide et celle de la phase vapeur sont imposées égales, soit  $D_{\text{liq}} = D_{\text{vap}} = D = 0,01 \text{ m}^2/\text{s}$ . La solution analytique s'exprime par [90] :

$$C(x,y,t) = \left( \frac{\sigma_0}{\sqrt{4Dt + \sigma_0^2}} \right)^2 \exp \left[ - \left( \frac{x - x_0 - ut}{\sqrt{4Dt + \sigma_0^2}} \right)^2 \right] \exp \left[ - \left( \frac{y - y_0 - vt}{\sqrt{4Dt + \sigma_0^2}} \right)^2 \right] \quad (5.12)$$

La figure 5.6a présente la distribution de la condensation dans le domaine de calcul à l'instant  $t = 0,2$  s. La figure 5.6b présente l'évolution en fonction du temps de la concentration suivant la diagonale  $[00']$ . Au fur et à mesure que le cercle de vapeur se déplace suivant la diagonale, il est clair que la substance polluante considérée est transportée suivant l'écoulement et diffusée à travers l'interface. Les résultats de la présente modélisation sont très proches des résultats analytiques de la littérature.

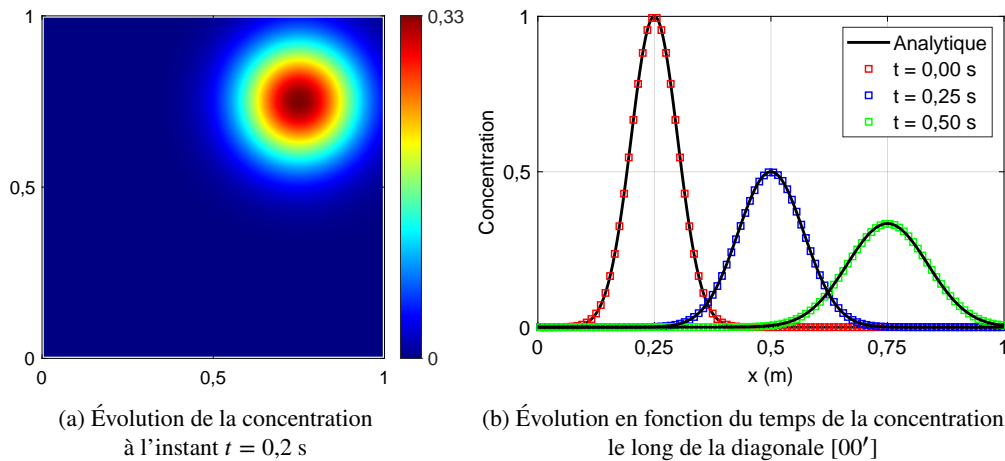


FIGURE 5.6 – Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques pour le problème d'advection-diffusion

## 5.2 Modèles de changement de phase

Les problèmes de changement de phase sont couplés aux transferts de chaleur et aux transferts de masse. Ainsi, une condition de saut de vitesse est présente au niveau de l'interface avec un écart de vitesse entre le fluide et l'interface. La discontinuité de vitesse est schématisée par la figure 5.7 dans laquelle la transformation du liquide en vapeur (ou l'évaporation) est illustrée à deux instants très proches  $t_0$  et  $t_0 + \Delta t$ .

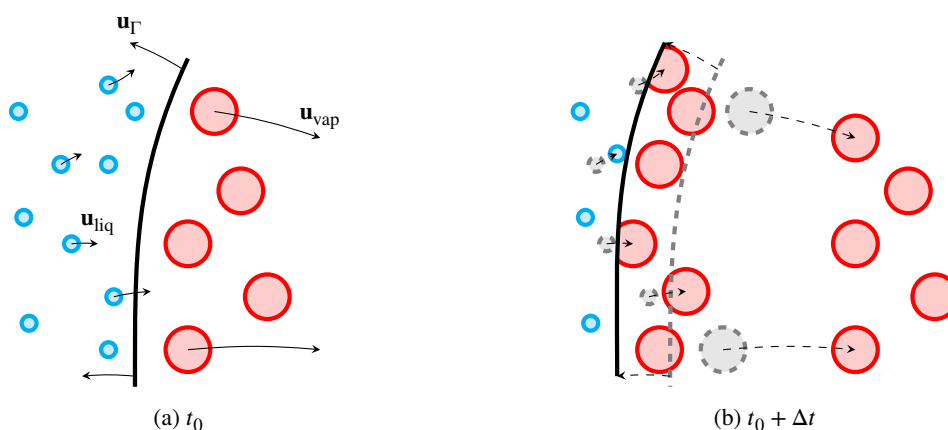


FIGURE 5.7 – Illustration des vitesses du liquide, de la vapeur et de l'interface pour l'évaporation pour deux instants  $t_0$  et  $t_0 + \Delta t$

Les particules de la phase liquide et celles de la phase vapeur sont matérialisées par des cercles de couleur bleue et rouge, respectivement. L'interface est représentée par une ligne continue divisant le domaine de calcul en deux zones. Pour l'évaporation, les particules liquides se transforment en

vapeur et voient leur volume augmenter en passant à travers l'interface car la masse volumique de la phase vapeur est bien inférieure à celle de la phase liquide. Ainsi, l'interface se déplace à sa propre vitesse pour compenser le changement de volume dû au mouvement des particules liquides. Le champ de vitesse est discontinu à la traversée de l'interface et la condition de saut s'exprime par la relation suivante [92] :

$$[\mathbf{u}]_{\Gamma} = \dot{m}''_{\text{vap}} \left[ \frac{1}{\rho} \right]_{\Gamma} \mathbf{n} \quad (5.13)$$

avec  $\dot{m}''_{\text{vap}}$  le taux de changement de phase surfacique de la phase vapeur, i.e. le débit massique de vapeur traversant l'interface. Ce flux correspond à une variation de la quantité de mouvement d'une phase à l'autre et est donnée par la relation de Rankine-Hugoniot comme suit :

$$\dot{m}''_{\text{vap}} = \rho_{\text{liq}} (\mathbf{u}_{\text{liq}} - \mathbf{u}_{\text{int}}) \cdot \mathbf{n} = \rho_{\text{vap}} (\mathbf{u}_{\text{vap}} - \mathbf{u}_{\text{int}}) \cdot \mathbf{n} \quad (5.14)$$

La variable  $\dot{m}''_{\text{vap}}$  est positive en cas d'évaporation car la phase vapeur est générée, et négative en cas de condensation car la phase vapeur se transforme en liquide. Cette variable n'a de signification physique qu'à l'interface entre deux phases puisque le changement de phase se fait à cet endroit, elle est donc nulle ailleurs. Pour la méthode CLSVOF, l'interface est reconstruite avec précision, ce qui permet de calculer le taux volumique de changement de phase à partir de celui surfacique ([93], [94]) par la relation suivante :

$$\dot{m}'''_{\text{vap}} = \dot{m}''_{\text{vap}} \frac{S_{\text{int}}}{V_{\text{cell}}} \quad (5.15)$$

avec  $S_{\text{int}}$  l'aire de l'interface dans la maille de volume  $V_{\text{cell}}$ .

Le calcul du taux surfacique  $\dot{m}''$  ou volumique  $\dot{m}'''$  joue un rôle important dans le couplage des aspects dynamiques (vitesse, pression) et thermiques (température) de l'écoulement diphasique en changement de phase. Les paragraphes suivants présentent les modèles les plus souvent retenus pour déterminer ces termes.

### 5.2.1 Modèle de Lee

Le modèle de Lee [95] se base sur l'hypothèse que le processus de changement de phase, qui était à l'origine un phénomène de surface, est un phénomène volumétrique dans un volume de contrôle traversé par l'interface liquide-vapeur. En effet, le changement de phase est dû à la déviation de la température locale par rapport à la température de saturation, et le taux volumique de transfert de masse est proportionnel à cet écart :

$$\dot{m}'''_{\text{vap}} = -\dot{m}'''_{\text{liq}} = \begin{cases} r_{\text{vap}} F_{\text{vap}} \rho_{\text{vap}} \frac{T - T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}} & \text{pour condensation, } T < T_{\text{sat}} \\ r_{\text{liq}} F_{\text{liq}} \rho_{\text{liq}} \frac{T - T_{\text{sat}}}{T_{\text{sat}}} & \text{pour évaporation, } T > T_{\text{sat}} \end{cases} \quad (5.16)$$

où  $r_{\text{vap}}$  et  $r_{\text{liq}}$  sont les paramètres empiriques de relaxation. La relation  $\dot{m}'''_{\text{vap}} = -\dot{m}'''_{\text{liq}}$  signifie que la masse est conservée lors du changement de phase, i.e. la masse échangée de la phase liquide et celle de la phase vapeur sont égales. Les coefficients empiriques doivent être déterminés afin de minimiser l'écart de la température de l'interface et la température de saturation. Leur valeurs recensées varient de  $0,1 \text{ s}^{-1}$  [96] à  $10^{-7} \text{ s}^{-1}$  [97], ce qui est fonction de la taille de chaque maille et du pas de temps.

Le modèle de Lee est simple à mettre en place dans les solveurs numériques car il ne nécessite pas de reconstruction de l'interface et de calcul de ses caractéristiques géométriques tels que le vecteur normal  $\mathbf{n}$  et la courbure  $\kappa$ . Il est donc souvent utilisé pour maintenir la condition de saturation  $T = T_{\text{sat}}$  à l'interface tout en transférant de la masse d'une des phases vers l'autre.

### 5.2.2 Modèle de Schrage

Le modèle de Schrage ([98], [99]) est basé sur l'hypothèse que la température de saturation d'une des phases est différente de celle de l'autre phase et le transfert de masse entre les deux phases s'effectue uniquement à l'interface.

En effet, le taux de changement de phase est déterminé comme la différence des flux massiques allant de la phase liquide vers la phase vapeur et vice-versa. En appliquant la théorie cinétique des gaz, ces flux peuvent être calculés par la relation de Hertz-Knudsen et le taux surfacique de changement de phase s'exprime alors :

$$\dot{m}''_{\text{vap}} = -\dot{m}''_{\text{liq}} = \frac{2}{2 - \gamma_c} \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left( \gamma_c \frac{p_{\text{vap}}}{\sqrt{T_{\text{vap}}}} - \gamma_e \frac{p_{\text{liq}}}{\sqrt{T_{\text{liq}}}} \right) \quad (5.17)$$

où  $\gamma_c$  et  $\gamma_e$  sont respectivement les « coefficients d'accommodation » de condensation et d'évaporation sans unité. Chacun de ces coefficients représente la fraction des molécules transférées d'une phase à l'autre lors du changement de phase :  $\gamma_c = 1$  et  $\gamma_e = 1$  représentent la condensation complète et l'évaporation complète, respectivement. Lorsque l'interface est à l'équilibre, ces coefficients sont égaux et représentés par un coefficient d'accommodation unique  $\gamma = \gamma_c = \gamma_e$ .

Tanasawa [100] a simplifié la relation (5.17) en supposant que le flux de chaleur est fonction linéaire de l'écart de température entre le fluide et l'interface à saturation. Le taux de changement de phase se réécrit alors :

$$\dot{m}''_{\text{vap}} = -\dot{m}''_{\text{liq}} = \frac{2\gamma}{1 - \gamma} \sqrt{\frac{M}{2\pi R}} \left[ \frac{\rho_{\text{vap}} L_{\text{vap}} (T - T_{\text{sat}})}{T_{\text{sat}}^{3/2}} \right] \quad (5.18)$$

De manière similaire au modèle de Lee, ce modèle consiste également à déterminer la valeur du coefficient d'accommodation  $\gamma$  dans la gamme 0 et 1. En effet,  $\gamma = 0,01$  pour le changement de phase turbulent dans un réservoir de stockage cryogénique en microgravité,  $\gamma$  varie de 0,02 à 0,04 pour l'eau lors de l'évaporation,  $\gamma = 0,5$  pour l'ébullition en film ascendant,  $\gamma = 1$  pour l'ébullition pelliculaire, etc [101]. Sa valeur optimale varie d'un problème à l'autre et doit être obtenue à partir des données expérimentales.

### 5.2.3 Modèle d'interface raide

À la différence du modèle de Lee, le modèle d'interface raide (*sharp interface model*) traite le changement de phase comme un phénomène de surface ([102], [103]). En effet, ce modèle se base sur la conservation de l'énergie à l'interface et l'écriture de la relation de Rankine-Hugoniot permet d'obtenir la condition de saut sur le gradient de température :

$$\dot{q}''_{\Gamma} = [\lambda \nabla T]_{\Gamma} \cdot \mathbf{n} = \dot{m}''_{\text{vap}} L_{\text{vap}} \quad (5.19)$$

d'où :

$$\dot{m}''_{\text{vap}} = -\dot{m}''_{\text{liq}} = \frac{[\lambda \nabla T]_{\Gamma} \cdot \mathbf{n}}{L_{\text{vap}}} = \frac{\lambda_{\text{liq}} \nabla T_{\text{liq}} \cdot \mathbf{n} - \lambda_{\text{vap}} \nabla T_{\text{vap}} \cdot \mathbf{n}}{L_{\text{vap}}} \quad (5.20)$$

La figure 5.8 précise les notations utilisées dans l'équation (5.20). Le taux surfacique de changement de phase est calculé uniquement pour la maille  $i$  traversée par l'interface, sa valeur est égale à la condition de saut du flux thermique suivant le vecteur normal divisé par la chaleur latente. Les gradients de température sont calculés en utilisant les valeurs locales et extrapolés pour les deux phases liquide et vapeur.

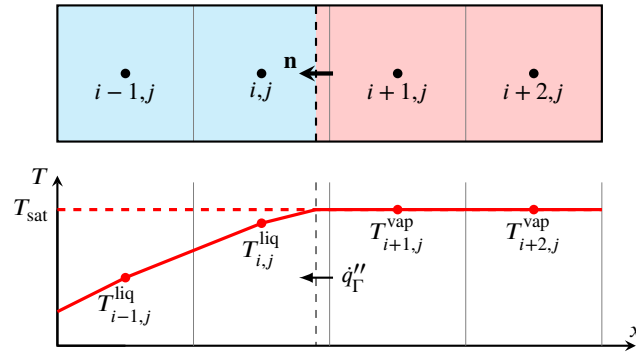


FIGURE 5.8 – Estimation de la densité de flux de chaleur échangée pendant le processus de condensation selon le modèle d'interface raide

Pour résumer, en se basant sur les conditions de saut de Rankine-Hugoniot, le modèle d'interface raide décrit bien la physique du phénomène de changement de phase au niveau de l'interface. De plus, ce modèle n'a pas recours à des coefficients empiriques, ce qui est un avantage majeur de ce modèle par rapport aux modèles de Lee et de Schrage. L'utilisation de ce modèle a été observée dans les problèmes concernant l'ébullition pelliculaire, l'écoulement diphasique en évaporation ou condensation, etc. Le modèle d'interface raide est alors retenu pour modéliser le transfert de masse et de chaleur à l'interface pour notre problème de condensation au sein d'un échangeur. Les paragraphes suivants présentent les techniques d'extrapolation et la mise en œuvre de ce modèle dans notre outil de calcul DFMVOF.

### 5.3 Techniques d'extrapolation d'ordre élevé

La méthode d'extrapolation consiste à créer un champ continu d'une variable scalaire  $f$  dans la zone « fantôme », i.e. au delà du domaine où les données de  $f$  sont définies [104]. Trois techniques d'extrapolation (constante, linéaire et quadratique) ont été mises en œuvre dans le code DFMVOF. L'extrapolation constante permet de propager un champ  $f$  continu suivant le vecteur normal  $\mathbf{n}$  à l'interface. Les extrapolations linéaire et quadratique assurent respectivement la continuité des dérivées première et au seconde ordre suivant  $\mathbf{n}$ .

#### 5.3.1 Extrapolation constante (ordre 0)

La variable scalaire  $f$  est définie dans le domaine  $\Omega_{\text{vap}}$  ( $\phi < 0$ ) et extrapolée dans le domaine  $\Omega_{\text{liq}}$  ( $\phi > 0$ ). L'extrapolation constante de  $f$  se réalise en résolvant l'EDP suivante :

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi)\mathbf{n} \cdot \nabla f = 0 \quad (5.21)$$

avec  $\tau$  le temps fictif. La résolution numérique de l'équation (5.21) peut s'effectuer de manière itérative. Pour ce faire, l'information se propage en fonction du temps fictif  $\tau$  et l'estimation du résidu est effectuée à chaque sous-itération  $\Delta\tau$ . L'algorithme s'arrête lorsqu'un état stationnaire est obtenu, i.e. la dérivée de  $f$  suivant  $\mathbf{n}$  est nulle dans le domaine  $\Omega_{\text{liq}}$ .

#### 5.3.2 Extrapolation linéaire (ordre 1)

L'extrapolation linéaire permet d'atteindre la précision d'ordre 1 en espace tout en assurant la continuité de la variable  $f$  et de la dérivée  $\nabla f$  suivant le vecteur normal  $\mathbf{n}$ . Cette technique d'extrapolation se fait en deux étapes. La première étape consiste à calculer la dérivée de la variable  $f$  suivant

le vecteur normal  $\mathbf{n}$  dans la zone où  $f$  est défini, soit  $\Omega_{\text{vap}}$ . Son expression est donnée par :

$$f_{\mathbf{n}} = \mathbf{n} \cdot \nabla f \quad (5.22)$$

Ensuite, la deuxième étape est de résoudre, de manière itérative, respectivement les EDP suivantes jusqu'à obtenir l'état stationnaire :

$$\frac{\partial f_{\mathbf{n}}}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) \mathbf{n} \cdot \nabla f_{\mathbf{n}} = 0 \quad (5.23a)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) (\mathbf{n} \cdot \nabla f - f_{\mathbf{n}}) = 0 \quad (5.23b)$$

En fait, les équations (5.23a) et (5.23b) sont l'extrapolation constante permettant d'étendre respectivement les variables  $f_{\mathbf{n}}$  et  $f$  dans la zone  $\Omega_{\text{liq}}$ .

### 5.3.3 Extrapolation quadratique (ordre 2)

L'extrapolation quadratique permet d'atteindre la précision d'ordre 2 en espace tout en assurant la continuité de la variable  $f$  et des dérivées  $f_{\mathbf{nn}}$  et  $f_{\mathbf{n}}$ . De manière similaire à l'extrapolation linéaire, l'extrapolation quadratique se fait en deux étapes. La première étape est de calculer la dérivée au seconde ordre de la variable  $f$  suivant le vecteur normal  $\mathbf{n}$  dans la zone  $\Omega_{\text{vap}}$  :

$$f_{\mathbf{nn}} = \mathbf{n} \cdot \nabla f_{\mathbf{n}} = \mathbf{n} \cdot \nabla (\mathbf{n} \cdot \nabla f) \quad (5.24)$$

Ensuite, les EDP suivantes sont résolues de manière itérative jusqu'à ce que l'état stationnaire soit atteint :

$$\frac{\partial f_{\mathbf{nn}}}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) \mathbf{n} \cdot \nabla f_{\mathbf{nn}} = 0 \quad (5.25a)$$

$$\frac{\partial f_{\mathbf{n}}}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) (\mathbf{n} \cdot \nabla f_{\mathbf{n}} - f_{\mathbf{nn}}) = 0 \quad (5.25b)$$

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) (\mathbf{n} \cdot \nabla f - f_{\mathbf{n}}) = 0 \quad (5.25c)$$

Les équations (5.25a), (5.25b) et (5.25c) sont l'extrapolation constante permettant d'étendre respectivement les variables  $f_{\mathbf{nn}}$ ,  $f_{\mathbf{n}}$  et  $f$  dans la zone  $\Omega_{\text{liq}}$ .

### 5.3.4 Tests de validation

Afin de valider les algorithmes de l'extrapolation mis en œuvre dans le code DFMVOF, l'extrapolation de la fonction scalaire  $f$  définie sur  $[0 - 1] \times [0 - 1]$  par :

$$f(x,y) = \begin{cases} 0 & \text{si } \phi(x,y) > 0, \\ \cos \left[ 2\pi \left( x - \frac{1}{2} \right) \right] \sin \left[ 2\pi \left( y - \frac{1}{2} \right) \right] & \text{si } \phi(x,y) \leq 0. \end{cases} \quad (5.26)$$

où l'interface est définie par la fonction *Level-Set* :

$$\phi(x,y) = \sqrt{(x - 0,5)^2 + (y - 0,5)^2} - 0,25 \quad (5.27)$$

Les résultats obtenus sont comparés à la solution analytique exprimée par :

$$f^A(x,y) = \cos \left[ 2\pi \left( x - \frac{1}{2} \right) \right] \sin \left[ 2\pi \left( y - \frac{1}{2} \right) \right] \quad \forall (x,y) \in [0 - 1]^2 \quad (5.28)$$



La figure 5.9 présente les lignes isocontours du champ  $f(x,y)$  à extrapoler.

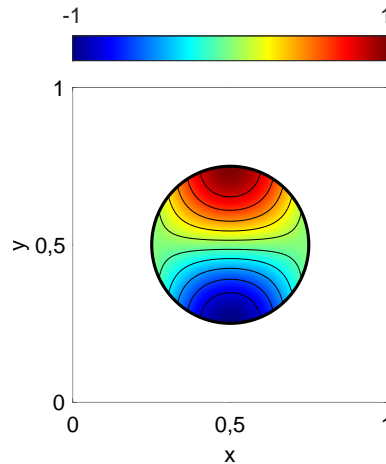


FIGURE 5.9 – Isocontours des champs  $f$

Les calculs sont réalisés avec un maillage cartésien régulier  $100 \times 100$  éléments ( $\Delta x = \Delta y = 0,01$ ) et le pas de temps  $\Delta \tau = \Delta x/10$  est choisi pour assurer la stabilité du calcul, i.e. le nombre CFL est inférieur à 1. La figure 5.10 présente les lignes isocontours du champ extrapolé pour les 3 techniques d'extrapolation mises en œuvre.

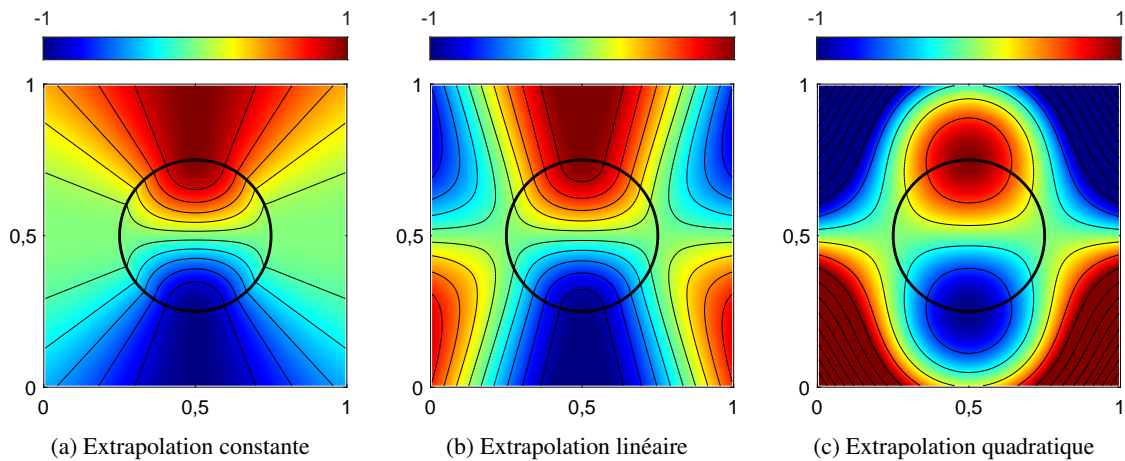


FIGURE 5.10 – Isocontours du champ extrapolé pour les 3 techniques d'extrapolation

Les 3 techniques permettent d'assurer la continuité de  $f$  à l'interface. De plus, le gradient de  $f$  est continu à travers l'interface pour les extrapolations linéaire (cf. figure 5.10b) et quadratique (cf. figure 5.10c), ce qui n'est pas le cas pour l'extrapolation constante (cf. figure 5.10a).

Une analyse d'erreur est effectuée pour vérifier les performances des 3 techniques d'extrapolation. L'erreur relative par rapport à la solution analytique s'exprime par :

$$E = \max \left( \frac{|f(x,y) - f^A(x,y)|}{|f^A(x,y)|} \right) \quad (5.29)$$

et calculée pour les mailles où  $|\phi_{i,j}| \leq \sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}$ . Pour l'extrapolation constante, linéaire et quadratique, les valeurs d'erreur relative sont  $E = 365,2\%$ ,  $E = 41,8\%$  et  $E = 1,4\%$ , respectivement. La méthode d'extrapolation quadratique donne une erreur relative la plus faible parmi les 3 techniques utilisées. L'extrapolation quadratique est donc retenue par la suite pour notre code de calcul.

## 5.4 Thermodynamique du fluide en changement de phase

En présence de changement de phase, le transfert de masse et de chaleur a lieu au niveau de l'interface. Dans cette présente étude, le taux de changement de phase est déterminé par le modèle d'interface raide. Ce terme de transfert de masse est considéré comme un terme source qui doit être pris en compte dans la résolution numérique des équations de Navier-Stokes.

### 5.4.1 Équation de continuité

La conservation de la masse est satisfaite en imposant la condition de divergence nulle dans le champ de vitesse de chaque phase :

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_{\text{liq}} = 0 \quad (5.30a)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u}_{\text{vap}} = 0 \quad (5.30b)$$

et la condition de saut de vitesse à l'interface est traitée en prenant en compte le transfert de masse à l'interface :

$$[\mathbf{u}]_{\Gamma} = \dot{m}''_{\text{vap}} \left[ \frac{1}{\rho} \right]_{\Gamma} \mathbf{n} \quad (5.31)$$

où  $\dot{m}''_{\text{vap}}$  représente le taux surfacique de changement de phase déterminé par le modèle d'interface raide (ref. § 5.2.3).

### 5.4.2 Équation de bilan de la quantité de mouvement

De manière similaire à l'équation de continuité, le bilan de la quantité de mouvement s'écrit également pour chaque phase comme suit :

$$\frac{\partial \mathbf{u}_{\text{liq}}}{\partial t} + (\mathbf{u}_{\text{liq}} \cdot \nabla) \mathbf{u}_{\text{liq}} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}_{\text{liq}}) - \frac{[p]_{\Gamma} \delta_{\Gamma} \mathbf{n}}{\rho} + \mathbf{g} \quad (5.32a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_{\text{vap}}}{\partial t} + (\mathbf{u}_{\text{vap}} \cdot \nabla) \mathbf{u}_{\text{vap}} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \frac{1}{\rho} \nabla \cdot (2\mu \mathbf{D}_{\text{vap}}) - \frac{[p]_{\Gamma} \delta_{\Gamma} \mathbf{n}}{\rho} + \mathbf{g} \quad (5.32b)$$

où  $[p]_{\Gamma}$  est la condition de saut de pression dû à la tension superficielle et au changement de phase. L'expression de  $[p]_{\Gamma}$  est donnée par ([92], [105], [106]) :

$$[p]_{\Gamma} = \sigma \kappa - \left[ \frac{1}{\rho} \right]_{\Gamma} \dot{m}''^2 \quad (5.33)$$

### 5.4.3 Équation de bilan de l'énergie

Lors du changement de phase, la température à l'interface liquide-vapeur est égale à la température de saturation  $T_{\text{sat}}$ . Le modèle d'interface raide n'utilise pas le terme source rajouté à l'équation du bilan de l'énergie. La condition aux limites de Dirichlet est alors imposée dans les volumes de contrôle traversés par l'interface. Le bilan de l'énergie s'écrit pour chaque phase comme suit :

$$\frac{\partial T_{\text{liq}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_{\text{liq}} T_{\text{liq}}) = \nabla \cdot (\alpha_{\text{liq}} \nabla T_{\text{liq}}) \quad (5.34a)$$

$$\frac{\partial T_{\text{vap}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_{\text{vap}} T_{\text{vap}}) = \nabla \cdot (\alpha_{\text{vap}} \nabla T_{\text{vap}}) \quad (5.34b)$$

avec la condition aux limites  $T_{\Gamma} = T_{\text{sat}}$  imposée à l'interface.

## 5.5 Mise en œuvre des algorithmes dans le code DFMVOF

Rappelons que la vitesse subit une discontinuité à l'interface en présence de changement de phase. Nous proposons alors une adaptation du code DFMVOF pour prendre en compte ces problématiques. En effet, de manière similaire à la condition de saut de pression, la méthode GFM est également utilisée pour imposer la condition de saut de vitesse à l'interface.

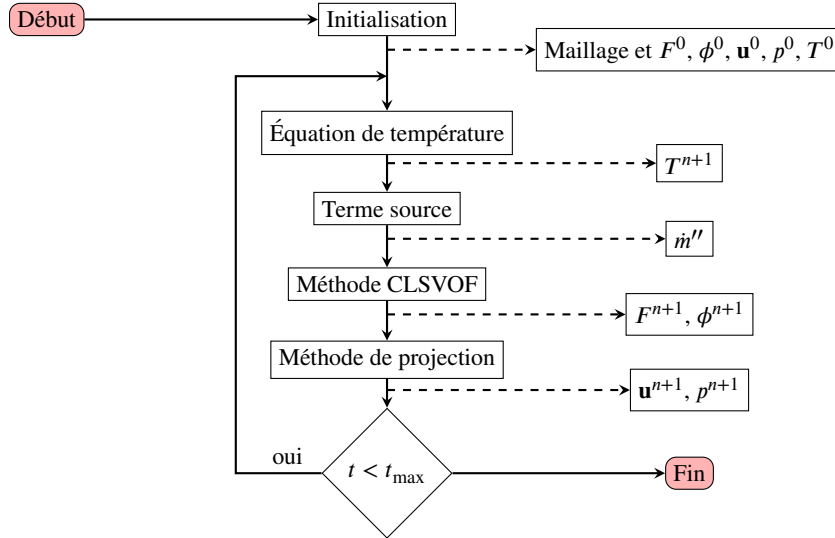


FIGURE 5.11 – Algorithme du solveur numérique DFMVOF adapté aux problèmes de changement de phase

La figure 5.11 présente, de manière générale, l'algorithme de résolution du code DFMVOF adapté aux problèmes de changement de phase. À la différence du code initial (ref. § 4.4), l'équation de température est résolue avant les équations dynamiques, ce qui permet de calculer le terme source au niveau de l'interface. Une fois calculé, ce terme source est rajouté aux équations gouvernant la dynamique des fluides. Les paragraphes suivants détaillent les modifications apportées.

### 5.5.1 Résolution de l'équation de température

En présence de changement de phase, la température de la phase liquide ( $\phi \geq 0$ ) et vapeur ( $\phi < 0$ ) est résolue de manière indépendante ([102], [107]) avec la condition aux limites de Dirichlet  $T_\Gamma = T_{\text{sat}}$  imposée à l'interface :

$$\text{Si } \phi \geq 0 : \quad \frac{\partial T_{\text{liq}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_{\text{liq}} T_{\text{liq}}) = \nabla \cdot (\alpha_{\text{liq}} \nabla T_{\text{liq}}) \quad (5.35a)$$

$$\text{Si } \phi < 0 : \quad \frac{\partial T_{\text{vap}}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}_{\text{vap}} T_{\text{vap}}) = \nabla \cdot (\alpha_{\text{vap}} \nabla T_{\text{vap}}) \quad (5.35b)$$

L'équation de température est discrétisée par le schéma d'Euler explicite sur le pas de temps  $\Delta t$  :

$$\text{Si } \phi \geq 0 : \quad \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_{\text{liq}}^n T_{\text{liq}}^n) + \nabla \cdot (\alpha_{\text{liq}} \nabla T_{\text{liq}}^n) \quad (5.36a)$$

$$\text{Si } \phi < 0 : \quad \frac{T^{n+1} - T^n}{\Delta t} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_{\text{vap}}^n T_{\text{vap}}^n) + \nabla \cdot (\alpha_{\text{vap}} \nabla T_{\text{vap}}^n) \quad (5.36b)$$

La condition aux limites est traitée de manière implicite en utilisant la méthode GFM [77]. Pour illustration, supposons que l'interface soit située au point  $x_\Gamma$  située entre les nœuds  $(i, j)$  et  $(i + 1, j)$  comme présenté figure 5.12.

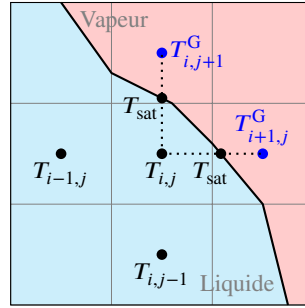


FIGURE 5.12 – Condition de Dirichlet à l'interface

La discrétisation du gradient  $\nabla T_{\text{liq}}$  suivant  $x$  au bord  $(i + \frac{1}{2}, j)$  s'effectue comme suit :

$$\frac{T_{i+1,j} - T_{i,j}}{\Delta x} \rightarrow \frac{T_{i+1,j}^G - T_{i,j}}{\Delta x} \quad (5.37)$$

car le point  $(i + 1, j)$  n'appartient pas au domaine de calcul  $\Omega_{\text{liq}}$ . La condition de Dirichlet à l'interface va intervenir ici où la valeur fantôme  $T_{i+1,j}^G$  peut être obtenue à partir d'une des formules suivantes, ce qui correspond à la discrétisation d'ordre 0, 1 et 2, respectivement :

$$T_{i+1,j}^G = T_{\Gamma} \quad (5.38a)$$

$$T_{i+1,j}^G = \frac{T_{\Gamma} + (\theta - 1)T_{i,j}}{\theta} \quad (5.38b)$$

$$T_{i+1,j}^G = \frac{2T_{\Gamma} + (2\theta^2 - 2)T_{i,j} + (-\theta^2 + 1)T_{i-1,j}}{\theta^2 + \theta} \quad (5.38c)$$

avec le coefficient  $\theta$  donné par :

$$\theta = \frac{|x_i - x_{\Gamma}|}{\Delta x} \approx \frac{|\phi_{i,j}|}{|\phi_{i,j}| + |\phi_{i+1,j}|} \quad (5.39)$$

### 5.5.2 Calcul du terme source

Le modèle d'interface raide est utilisé pour calculer le taux de transfert de masse lors du changement de phase (ref. § 5.2.3). Rappelons que dans ce modèle, le taux de changement de phase est une variable locale, n'étant physiquement significative que sur l'interface et égale à la condition de saut du flux thermique suivant le vecteur normal divisé par la chaleur latente :

$$\dot{m}'' = \frac{[\lambda \nabla T]_{\Gamma} \cdot \mathbf{n}}{L_{\text{vap}}} = \frac{\lambda_{\text{liq}} \nabla T_{\text{liq}} \cdot \mathbf{n} - \lambda_{\text{vap}} \nabla T_{\text{vap}} \cdot \mathbf{n}}{L_{\text{vap}}} \quad (5.40)$$

Afin d'obtenir une bonne approximation de la condition de saut du flux thermique, la température de la phase vapeur est extrapolée dans la zone liquide et vice-versa [108] par l'extrapolation quadratique. L'extension de la température de la phase vapeur se réalise en résolvant respectivement les EDP suivantes :

$$\frac{\partial T_{\mathbf{nn}}}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) \mathbf{n} \cdot \nabla T_{\mathbf{nn}} = 0 \quad (5.41a)$$

$$\frac{\partial T_{\mathbf{n}}}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) (\mathbf{n} \cdot \nabla T_{\mathbf{n}} - T_{\mathbf{nn}}) = 0 \quad (5.41b)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) (\mathbf{n} \cdot \nabla T - T_{\mathbf{n}}) = 0 \quad (5.41c)$$

et de manière similaire pour l'extension de la température de la phase liquide :

$$\frac{\partial T_{\mathbf{nn}}}{\partial \tau} - \mathcal{H}(-\phi) \mathbf{n} \cdot \nabla T_{\mathbf{nn}} = 0 \quad (5.42a)$$

$$\frac{\partial T_{\mathbf{n}}}{\partial \tau} - \mathcal{H}(-\phi) (\mathbf{n} \cdot \nabla T_{\mathbf{n}} - T_{\mathbf{nn}}) = 0 \quad (5.42b)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} - \mathcal{H}(-\phi) (\mathbf{n} \cdot \nabla T - T_{\mathbf{n}}) = 0 \quad (5.42c)$$

où  $T_{\mathbf{n}} = \mathbf{n} \cdot \nabla T$  et  $T_{\mathbf{nn}} = \mathbf{n} \cdot \nabla T_{\mathbf{n}}$  sont les dérivées première et au seconde ordre de  $T$  suivant le vecteur normal  $\mathbf{n}$ . Les gradients de température sont approximés par un schéma de différence finie centrée du second ordre dans les volumes de contrôle traversés par l'interface liquide-vapeur.

Ensuite, une fois calculée, une extrapolation supplémentaire est appliquée à chaque côté de l'interface afin d'étendre de manière continue le taux de changement de phase dans le champ de calcul. Deux EDP suivantes sont résolues pour l'extension de  $\dot{m}''$  dans la phase liquide et vapeur, respectivement :

$$\frac{\partial \dot{m}''}{\partial \tau} + \mathcal{H}(\phi) \mathbf{n} \cdot \nabla \dot{m}'' = 0 \quad (5.43a)$$

$$\frac{\partial \dot{m}''}{\partial \tau} - \mathcal{H}(-\phi) \mathbf{n} \cdot \nabla \dot{m}'' = 0 \quad (5.43b)$$

Cette extrapolation constante permet d'éviter de forts gradients sur l'extension du champ de vitesse en traitant la condition de saut au niveau de l'interface.

### 5.5.3 Méthode CLSVOF avec changement de phase

#### 5.5.3.a Équation d'advection de fonction VOF

L'équation de transport de fonction VOF est également modifiée pour tenir compte du changement de phase [93]. Pour ce faire, un terme source volumique est rajouté dans le second membre de l'équation de transport :

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}F) = -\frac{\dot{m}'''_{\text{vap}}}{\rho} \quad (5.44)$$

où  $\rho$  est la masse volumique de la phase créée au cours du changement de phase, i.e.  $\rho = \rho_{\text{liq}}$  lors de la condensation et  $\rho = \rho_{\text{vap}}$  lors de l'évaporation. Rappelons que le taux volumique  $\dot{m}'''_{\text{vap}}$  est positif pour l'évaporation et négatif pour la condensation.

Sachant que le champ de vitesse  $\mathbf{u}$  n'est pas continu à l'interface, l'équation (5.44) est résolue par la méthode de *splitting*. Il s'agit d'une méthode en deux étapes : prédiction et correction. L'étape de prédiction consiste à advecter la fonction  $F$  à la vitesse continue  $\mathbf{u}$  :

$$\frac{F^* - F^n}{\Delta t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}F) = 0 \quad (5.45)$$

avec  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_{\text{vap}}$  pour l'évaporation et  $\mathbf{u} = \mathbf{u}_{\text{liq}}$  pour la condensation. Ensuite, l'étape de correction corrige la fonction  $F^*$  en tenant compte du transfert de masse :

$$\frac{F^{n+1} - F^*}{\Delta t} = -\frac{\dot{m}'''_{\text{vap}}}{\rho} \quad (5.46)$$

### 5.5.3.b Équation d'advection de fonction *Level-Set*

L'équation de transport de fonction *Level-Set* en présence de changement de phase s'écrit de la façon suivante :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \mathbf{u}_{\text{int}} \cdot \nabla \phi = 0 \quad (5.47)$$

où  $\mathbf{u}_{\text{int}}$  est la vitesse de l'interface donnée par :

$$\mathbf{u}_{\text{int}} = \mathbf{u}_{\text{vap}} - \frac{\dot{m}''}{\rho_{\text{vap}}} \mathbf{n} = \mathbf{u}_{\text{liq}} - \frac{\dot{m}''}{\rho_{\text{liq}}} \mathbf{n} \quad (5.48)$$

Même si la vitesse de l'interface n'a de signification physique qu'à l'interface, elle doit être étendue de manière continue dans tout le domaine afin de résoudre l'équation (5.47) avec un champ de vitesse uniforme.

### 5.5.4 Méthode de projection avec une condition de saut sur la vitesse

La première étape consiste à résoudre simultanément l'équation de prédiction pour les deux champs de vitesse liquide et vapeur ([105], [106],[107]) :

$$\text{Si } \phi \geq 0 : \quad \frac{\hat{\mathbf{u}} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} \left( 3\mathbf{a}_{\text{liq}}^n - \mathbf{a}_{\text{liq}}^{n-1} \right) + \frac{1}{2} \left( \hat{\mathbf{c}}_{\text{liq}} + \mathbf{c}_{\text{liq}}^n \right) - \left( \frac{\nabla p^n}{\rho} + \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_{\Gamma} - \mathbf{g} \right) \quad (5.49a)$$

$$\text{Si } \phi < 0 : \quad \frac{\hat{\mathbf{u}} - \mathbf{u}^n}{\Delta t} = \frac{1}{2} \left( 3\mathbf{a}_{\text{vap}}^n - \mathbf{a}_{\text{vap}}^{n-1} \right) + \frac{1}{2} \left( \hat{\mathbf{c}}_{\text{vap}} + \mathbf{c}_{\text{vap}}^n \right) - \left( \frac{\nabla p^n}{\rho} + \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_{\Gamma} - \mathbf{g} \right) \quad (5.49b)$$

Le terme intermédiaire  $\hat{\mathbf{u}}$  est ensuite corrigé pour la première fois par :

$$\frac{\mathbf{u}^* - \hat{\mathbf{u}}}{\Delta t} = + \left( \frac{\nabla p^n}{\rho} + \frac{\sigma \kappa \mathbf{n}}{\rho} \delta_{\Gamma} - \mathbf{g} \right) \quad (5.50)$$

Sachant que la vitesse est discontinue à l'interface, l'extension suivante est réalisée dans la zone « fantôme » pour  $\mathbf{u}^*$  de la phase liquide :

$$\text{Si } \phi \geq 0 : \quad \mathbf{u}_{\text{liq}}^* = \mathbf{u}^* \quad (5.51a)$$

$$\text{Si } \phi < 0 : \quad \mathbf{u}_{\text{liq}}^{*G} = \mathbf{u}^* - \dot{m}'' \left[ \frac{1}{\rho} \right]_{\Gamma} \mathbf{n} \quad (5.51b)$$

et  $\mathbf{u}^*$  de la phase vapeur :

$$\text{Si } \phi \geq 0 : \quad \mathbf{u}_{\text{vap}}^{*G} = \mathbf{u}^* + \dot{m}'' \left[ \frac{1}{\rho} \right]_{\Gamma} \mathbf{n} \quad (5.52a)$$

$$\text{Si } \phi < 0 : \quad \mathbf{u}_{\text{vap}}^* = \mathbf{u}^* \quad (5.52b)$$

Une fois les vitesses corrigées la première fois, l'équation de Poisson est ensuite résolue :

$$\text{Si } \phi \geq 0 : \quad \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_{\text{liq}}^*}{\Delta t} - \nabla \cdot \left( \frac{[\rho]_{\Gamma} \mathbf{n}}{\rho} \delta_{\Gamma} - \mathbf{g} \right) \quad (5.53a)$$

$$\text{Si } \phi < 0 : \quad \nabla \cdot \left( \frac{1}{\rho} \nabla p^{n+1} \right) = \frac{\nabla \cdot \mathbf{u}_{\text{vap}}^*}{\Delta t} - \nabla \cdot \left( \frac{[\rho]_{\Gamma} \mathbf{n}}{\rho} \delta_{\Gamma} - \mathbf{g} \right) \quad (5.53b)$$

avec la condition de saut en tenant compte de la tension superficielle et du transfert de masse :

$$[p]_{\Gamma} = \sigma \kappa - (\dot{m}'')^2 \left[ \frac{1}{\rho} \right]_{\Gamma} \quad (5.54)$$

Finalement, le champ de vitesse est corrigé pour la seconde fois :

$$\frac{\mathbf{u}^{n+1} - \mathbf{u}^*}{\Delta t} = - \left( \frac{\nabla p^{n+1}}{\rho} + \frac{[p]_{\Gamma} \mathbf{n}}{\rho} \delta_{\Gamma} - \mathbf{g} \right) \quad (5.55)$$

## 5.6 Tests de validation

Afin de valider les schémas numériques mis en jeu, 3 cas tests classiques ont été réalisés et comparés aux solutions analytiques. Les cas tests effectués, qu'ils concernent le phénomène de condensation ou d'évaporation, permettent d'évaluer les performances des schémas numériques utilisés.

### 5.6.1 Problème de Stefan 1D

Pour commencer, nous considérons le phénomène de changement de phase pour une interface plane. Le problème est supposé monodimensionnel. L'approche de Stefan correspond à une modélisation mathématique du suivi de l'interface liquide-vapeur en présence de mécanismes de transfert de masse. La solution analytique simple est obtenue dans un cas 1D et permet une validation du modèle numérique.

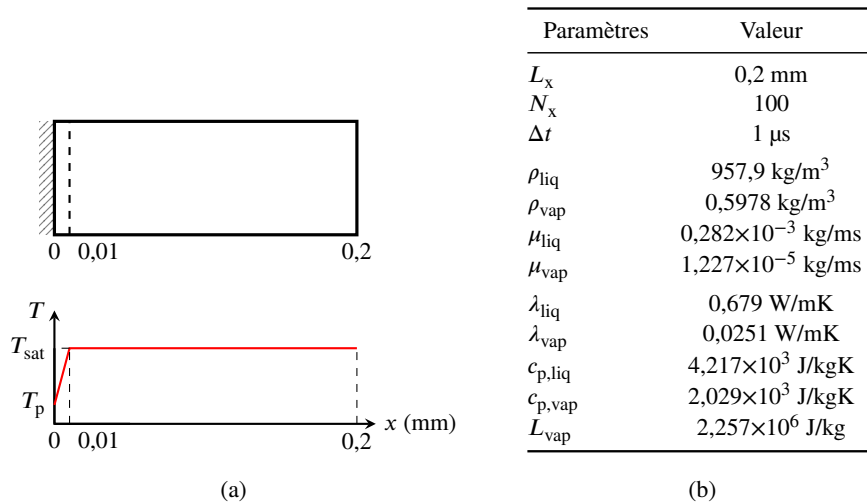


FIGURE 5.13 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres de simulation

Ce cas test concerne le problème de Stefan 1D pour le phénomène de condensation. Le domaine de calcul 1D, de longueur 0,2 mm, est fermé d'un côté par une paroi à gauche et reste ouvert à l'autre extrémité (cf. figure 5.13a). Ce domaine est maillé par un maillage cartésien régulier de 100 éléments. Dans ce cas test, le fluide de travail utilisé est l'eau à l'état de saturation  $T_{\text{sat}} = 100$  °C. Le liquide à gauche et la vapeur à droite sont séparés par une interface verticale à la position initiale  $x_0 = 0,01$  mm. La température initiale de la phase vapeur saturée est  $T^0(x) = T_{\text{sat}}$  et celle de la phase liquide augmente linéairement de  $T_p = 20$  °C à  $T_{\text{sat}}$ . Les paramètres des simulations et les propriétés physiques des fluides sont présentés par la figure 5.13b. Le calcul est avancé avec un pas de temps  $\Delta t = 1$   $\mu$ s.

Les résultats numériques sont comparés aux solutions analytiques données par [109] :

$$\delta(t) = 2\epsilon \sqrt{\frac{\lambda_{\text{liq}} t}{\rho_{\text{liq}} c_{p,\text{liq}}}} \quad (5.56a)$$

$$T(x,t) = T_p + \left( \frac{T_{\text{sat}} - T_p}{\text{erf}(\epsilon)} \right) \text{erf} \left( \frac{x}{2} \sqrt{\frac{\rho_{\text{liq}} c_{p,\text{liq}}}{\lambda_{\text{liq}} t}} \right) \quad (5.56b)$$

avec  $\delta(t)$  et  $T(x,t)$  représentant respectivement la position de l'interface et le profil de température dans le domaine de calcul à l'instant  $t$ . La constante  $\epsilon$  est déterminée en résolvant l'équation transcendante suivante :

$$\epsilon \exp(\epsilon^2) \text{erf}(\epsilon) = \frac{c_{p,\text{liq}}(T_{\text{sat}} - T_p)}{L_{\text{vap}} \sqrt{\pi}} \quad (5.57)$$

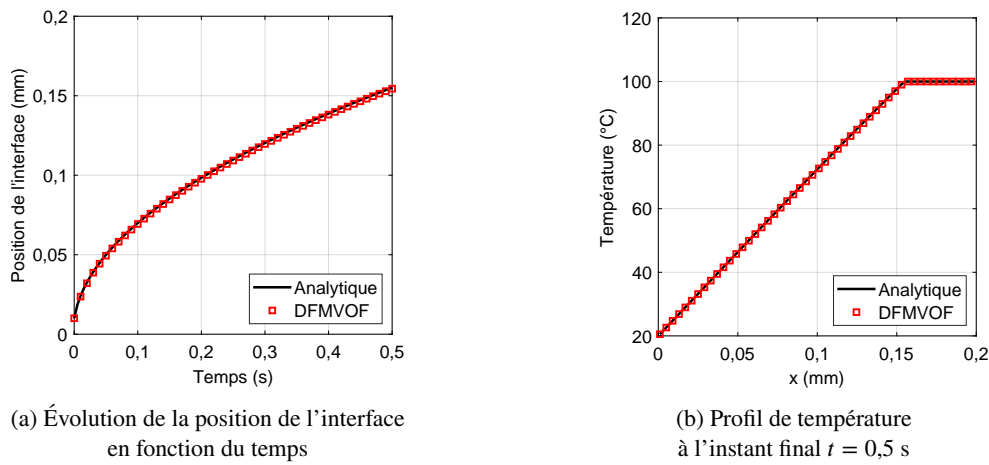


FIGURE 5.14 – Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques pour le problème de Stefan 1D

La figure 5.14a présente l'évolution de la position de l'interface liquide-vapeur en fonction du temps et la figure 5.14b montre le profil de température dans le domaine de calcul à l'instant final  $t = 0,5$  s. Au fur et à mesure du temps, l'interface se déplace de gauche à droite en raison de l'accumulation du condensat liquide lors de la condensation. La température augmente presque linéairement de  $T_p$  à  $T_{\text{sat}}$  dans la couche du condensat liquide. Les résultats numériques obtenus sont très proches des résultats analytiques.

### 5.6.2 Évaporation à un taux de changement de phase constant

Dans ce cas test, un taux constant de changement de phase  $\dot{m}''_{\text{vap}}$  est imposé au niveau de l'interface. Ce cas test consiste à évaluer les performances des schémas numériques utilisés pour imposer la condition de saut de vitesse à l'interface.

Le domaine de calcul est un carré  $[0 - 0,01] \times [0 - 0,01]$  m<sup>2</sup> et maillé par un maillage cartésien régulier de  $101 \times 101$  éléments. Un cercle de vapeur d'un rayon  $R_0 = 0,001$  m est mis au centre du domaine de calcul et immergé dans le liquide, comme le montre la figure 5.15a.

La force gravitationnelle est négligée afin d'annihiler la pesanteur et la flottabilité s'exerçant sur le cercle de vapeur. Les paramètres des simulations et les propriétés physiques des fluides sont présentés figure 5.15b. Un taux constant de changement de phase  $\dot{m}''_{\text{vap}} = 0,1$  kg/m<sup>2</sup>s est imposé à l'interface, la valeur de  $\dot{m}''_{\text{vap}}$  est positive car il s'agit d'un problème d'évaporation.



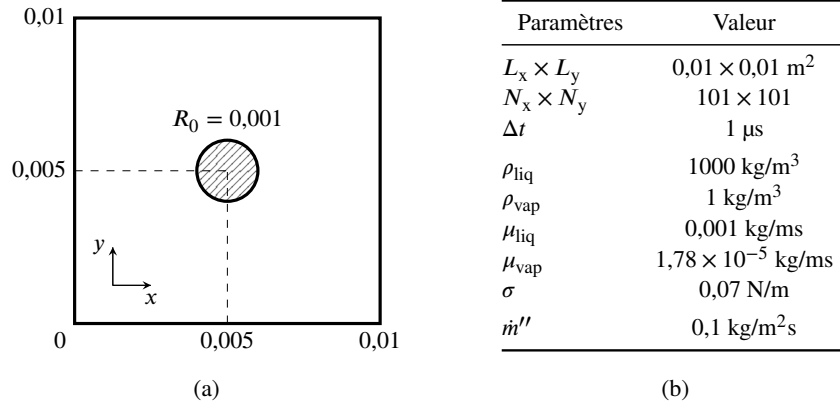


FIGURE 5.15 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres de simulation

Le calcul est avancé avec un pas de temps  $\Delta t = 1 \mu\text{s}$ . La solution numérique est comparée à celle analytique [108] donnée par :

$$R(t) = R_0 + \frac{\dot{m}''_{\text{vap}} t}{\rho_{\text{vap}}} \quad (5.58)$$

La figure 5.16a présente la topologie du cercle à l'instant final  $t = 1 \text{ ms}$  et la figure 5.16b montre l'évolution de son rayon en fonction du temps.

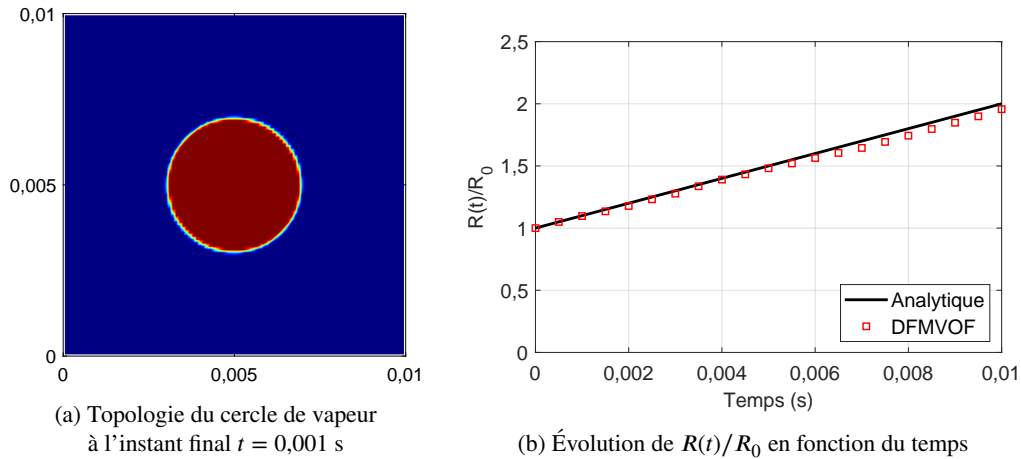


FIGURE 5.16 – Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques pour le problème d'évaporation à un taux de changement de phase constant

Le cercle de vapeur maintient sa position initiale et sa topologie circulaire. Au fur et à mesure du temps, le cercle voit son rayon augmenter en raison de l'évaporation du liquide. Il est clair que le rayon du cercle augmente de manière linéaire en fonction du temps et son évolution est prédite avec une précision élevée.

### 5.6.3 Évaporation d'une bulle de vapeur dans le liquide surchauffé

Dans ce cas test, les effets thermiques sont introduits et le taux de changement de phase est directement déduit de la couche limite thermique autour de la bulle à l'aide du modèle d'interface raide. Ce cas test permet d'évaluer la précision du calcul lorsque les effets thermiques et les effets dynamiques sont couplés.

Le domaine de calcul est un carré  $[0 - 0,012] \times [0 - 0,012]$  m<sup>2</sup> et maillé par un maillage cartésien régulier. Un cercle de vapeur d'un rayon  $R_0 = 0,001$  m est mis au centre du domaine de calcul et immergé dans le liquide, comme le montre la figure 5.17a. Les paramètres des simulations et les propriétés physiques des fluides sont présentés par la figure 5.17b.

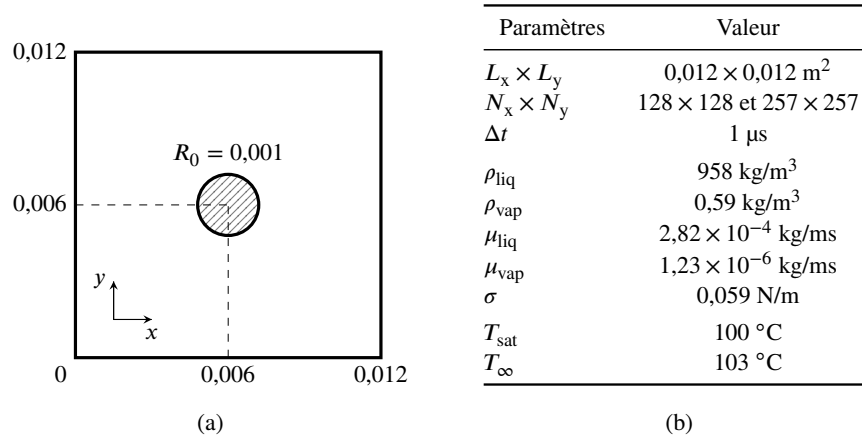


FIGURE 5.17 – Caractéristiques du domaine de calcul et paramètres des simulation

Pour étudier l'influence du maillage, le calcul est avancé avec un pas de temps  $\Delta t = 1 \mu\text{s}$  pour deux maillages différents, à savoir  $129 \times 129$  éléments et  $257 \times 257$  éléments. La solution numérique est comparée à celle obtenue analytiquement donnée par ([108] [93]) :

$$R(t) = 2\beta \sqrt{\frac{\lambda_{\text{liq}} t}{\rho_{\text{liq}} c_{p,\text{liq}}}} \quad (5.59)$$

où la constante  $\beta$  est déterminée à partir de l'équation transcendante suivante :

$$\frac{\rho_{\text{liq}} c_{p,\text{liq}} (T_\infty - T_{\text{sat}})}{\rho_{\text{vap}} [L_{\text{vap}} + (c_{p,\text{liq}} - c_{p,\text{vap}}) (T_\infty - T_{\text{sat}})]} = 2\beta^2 \int_0^1 \exp \left[ -\beta^2 \left( (1-x)^{-2} - 2 \left(1 - \frac{\rho_{\text{vap}}}{\rho_{\text{liq}}}\right) x - 1 \right) \right] dx \quad (5.60)$$

La figure 5.18a présente la topologie du cercle à l'instant final  $t = 0,02$  s et la figure 5.18b montre l'évolution de son rayon en fonction du temps.

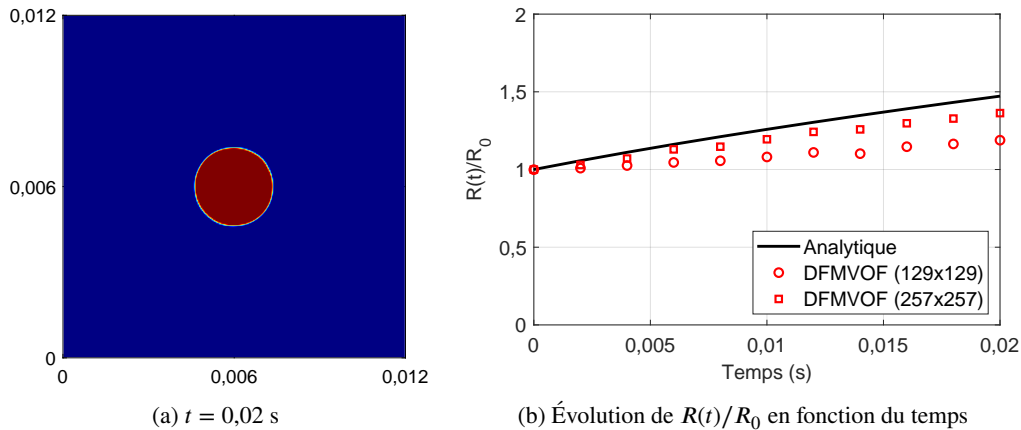


FIGURE 5.18 – Comparaison des résultats numériques aux résultats analytiques

Le cercle de vapeur maintient sa forme circulaire lors du changement de phase. Comme le liquide se transforme en vapeur, le diamètre du cercle augmente au cours du temps. De plus, cette augmentation est quasiment linéaire pour les deux maillages différents. Les résultats numériques sont confrontés au résultat analytique donnée par l'équation (5.59). Il est clair que le maillage le plus fin ( $257 \times 257$ ) permet d'obtenir des informations plus proche de la solution analytique que le maillage grossier ( $129 \times 129$ ). En effet, plus le maillage est fin à l'interface, plus le terme source calculé est précis.

## 5.7 Conclusion partielle

La résolution numérique de l'équation du bilan de conservation de l'énergie a été mise en place dans le code DFMVOF et validée par les cas test classiques. Parmi les modèles de changement de phase, le modèle d'interface raide est retenu pour la détermination du débit surfacique de transfert de masse au niveau de l'interface.

Finalement, font de ces nombreuses validations via les différents cas tests effectués, nous sommes désormais armés avec différents outils de simulation mis en place dans le code DFMVOF pour tenter de simuler en définitive la condensation de vapeur dans un mini-canal. C'est l'objet de notre dernier chapitre de ce mémoire.

## Chapitre 6

# Simulation numérique de la condensation dans un mini-canal

### Sommaire

---

<b>6.1 Introduction</b> . . . . .	<b>158</b>
<b>6.2 Analyse numérique des écoulements à poches, à bouchons et à bulles</b> . . . . .	<b>159</b>
<b>6.3 Analyse numérique du régime annulaire</b> . . . . .	<b>170</b>
<b>6.4 Conclusion partielle</b> . . . . .	<b>176</b>

---

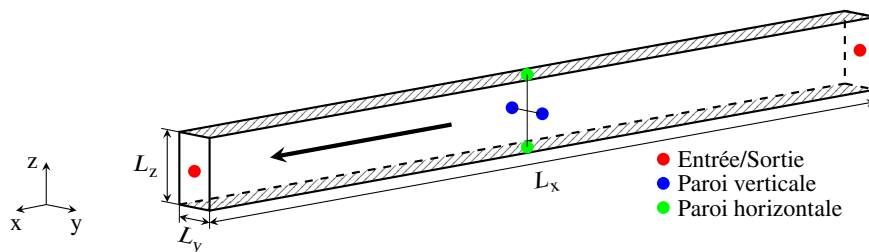
*Ce dernier chapitre présente les travaux numériques de simulation des phénomènes physiques qui ont été identifiés sur le banc d'essais expérimental. Les calculs numériques reposent sur la méthode CLSVOF et la prise en compte du transfert de masse à l'interface décrites précédemment dans les chapitres 4 et 5, respectivement.*

*Dans un premier temps, un terme source moyen et constant, calculé à partir des conditions d'essais expérimentaux, est utilisé pour les simulations des écoulements à poches, à bouchons et à bulles. Ensuite, le terme source est calculé directement à partir du champ de température pour simuler l'écoulement annulaire. Les résultats numériques obtenus sont comparés qualitativement à ceux obtenus de manière expérimentale. Les calculs numériques doivent permettre d'appréhender de plus en plus finement les mécanismes physiques mis en jeu lors de la condensation. Voyons ce qu'il en est.*

## 6.1 Introduction

Au cours de la condensation dans une conduite, la topologie d'écoulements évolue en fonction du titre de vapeur. En effet, pour notre configuration de référence ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ °C}$ ), le régime annulaire a été observé pour le titre de vapeur  $x$  supérieur à 0,06 et les régimes à bouchons, à poches et à bulles ont été identifiés pour  $x$  inférieur à 0,06. D'un point de vue numérique, l'apparition d'un film liquide de condensat sur la paroi et le changement d'un régime vers l'autre peuvent s'expliquer par le transfert de masse entre la phase vapeur et la phase liquide au niveau de l'interface. L'objectif de ce chapitre est alors de s'intéresser à la simulation numérique des différents régimes de condensation dans un mini-canal et de les comparer qualitativement avec les résultats expérimentaux obtenus sur notre banc d'essais (cf. chapitre 3).

La figure 6.1a présente la géométrie du domaine de calcul et les conditions aux limites imposées. Le domaine de calcul est un domaine rectangulaire de taille  $L_x \times L_y \times L_z$  et discrétisé en  $N_x \times N_y \times N_z$  mailles régulièrement espacées. Le canal est orienté suivant l'axe  $Ox$  avec une condition de vitesse imposée en entrée.



(a) Caractéristiques du domaine de calcul

Paramètres	Valeur
$\rho_{\text{liq}} - \rho_{\text{vap}}$	$957,9 \text{ kg/m}^3 - 0,5978 \text{ kg/m}^3$
$\mu_{\text{liq}} - \mu_{\text{vap}}$	$0,282 \times 10^{-3} \text{ kg/ms} - 1,227 \times 10^{-5} \text{ kg/ms}$
$\sigma$	$0,059 \text{ N/m}$
$\lambda_{\text{liq}} - \lambda_{\text{vap}}$	$0,679 \text{ W/mK} - 0,0251 \text{ W/mK}$
$c_{p,\text{liq}} - c_{p,\text{vap}}$	$4217 \text{ J/kgK} - 2029 \text{ J/kgK}$
$L_{\text{vap}}$	$2,257 \times 10^6 \text{ J/kg}$

(b) Propriétés thermophysiques de l'eau saturée ( $T_{\text{sat}} = 100 \text{ °C}$ )

FIGURE 6.1 – Domaine de calcul et propriétés thermophysiques de l'eau saturée

À la sortie de la conduite, la pression de référence est imposée comme condition aux limites. Le canal est délimitée par les parois latérales (verticales) sur lesquelles les conditions aux limites particulières sont appliquées. L'ensemble des résultats numériques présentés dans ce chapitre se limite à une approche 2D et cartésienne. Le plan de simulation correspond au plan médian du tube. En effet, faute de temps, l'implémentation des modèles à frontière immergée n'a pas pu être effectuée limitant ainsi l'exploitation numérique. La géométrie a forcément un impact sur le développement des écoulements mais notre idée est **d'apporter un éclairage qualitatif** sur les écoulements. De plus, les temps de calcul sont déjà conséquents en régime cartésien : cela aurait nécessité encore plus de temps de calcul en géométrie de type cylindrique, conformément aux travaux expérimentaux menés.

Dans le cas d'un calcul 2D, les conditions aux limites de type « paroi », i.e. aucune composante normale de vitesse, sont imposées aux 2 parois horizontales et celles de type « symétrie », i.e. aucun gradient de vitesse, sont appliquées aux 2 parois verticales. Dans le cadre de ce chapitre, la vapeur

d'eau saturée se condense à la température de saturation de 100 °C. La figure 6.1b présente les propriétés thermophysiques de l'eau saturée (liquide et vapeur) à la température de saturation de 100 °C. Ces paramètres sont supposés constants au cours des simulations.

## 6.2 Analyse numérique des écoulements à poches, à bouchons et à bulles

Les régimes à poches, à bouchons et à bulles sont les dernières topologies d'écoulement observées avant que la vapeur soit entièrement condensée. La simulation de la condensation de ces structures de vapeur permet d'appréhender les mécanismes de transfert de masse et de quantité de mouvement qui régissent les écoulements. Ces mécanismes permettent d'expliquer différentes topologies d'écoulement identifiées lors de la condensation. La configuration de référence ( $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et  $T_R = 100 \text{ °C}$ ) est retenue afin d'analyser ces régimes d'écoulement.

### 6.2.1 Domaine de calcul, conditions initiales et conditions aux limites imposées

Dans le cadre de nos simulations, nous nous intéressons aux aspects qualitatifs dans le but d'identifier numériquement la transition des régimes d'écoulement. Ainsi, la taille du domaine de calcul ainsi que les conditions aux limites imposées sont choisies arbitrairement en se basant sur nos conditions expérimentales. L'objectif est de simuler numériquement la topologie d'écoulements et les phénomènes physiques rencontrés au cours de l'expérience.

#### 6.2.1.a Domaine de calcul et conditions initiales

La figure 6.2 illustre les caractéristiques du domaine de calcul et des conditions initiales imposées pour trois configurations de simulation numérique étudiées différentes. Le domaine de calcul est un canal de taille  $3 \times 0,1 \times 60 \text{ mm}^3$  et discrétisé en  $60 \times 2 \times 1200$  mailles régulièrement espacés. La hauteur du canal est égale au diamètre du tube interne de l'échangeur, soit 3 mm. Sa longueur est 20 fois plus élevée que sa hauteur, ce qui permet de suivre l'évolution de la topologie de l'interface au fil du temps.

La figure 6.2 présente les conditions initiales de topologie d'écoulements pour 3 configurations de simulation différentes. Ces 3 configurations de simulation numérique sont mises en œuvre pour étudier la condensation et la coalescence des écoulements à poches, à bouchons et à bulles.

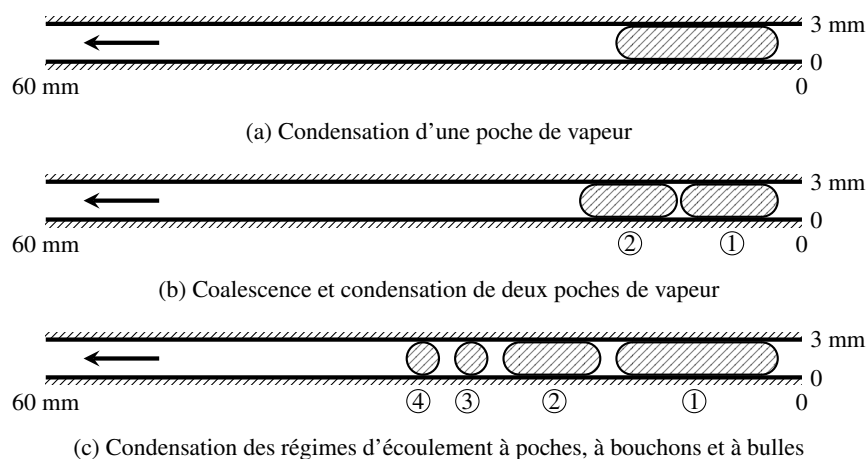


FIGURE 6.2 – Caractéristiques du domaine de calcul et conditions initiales de la topologie d'écoulements de trois configurations de simulation numérique étudiées

Pour le premier cas, une poche de vapeur d'une longueur de 15 mm est immergée dans le liquide et est placée près de l'entrée du canal (cf. figure 6.2a). Pour le deuxième cas, deux poches identiques de vapeur, numérotées ① et ②, d'une longueur de 10 mm chacune sont immergées dans le liquide et sont placées près de l'entrée du canal (cf. figure 6.2b). Les poches sont sur le point de se rencontrer, elles sont alors placées très proches l'une de l'autre mais elles ne sont pas en contact. Pour le troisième cas, deux poches de vapeur (numérotées ① et ②) et deux bulles de vapeur (numérotées ③ et ④) sont immergées dans le liquide et placées près de l'entrée du canal (cf. figure 6.2c).

### 6.2.1.b Conditions aux limites

Nos simulations numériques ont pour objectif de suivre la condensation des structures de vapeur en fonction du temps en étudiant leur topologie et le champ de vitesse associé. Rappelons que nous n'étudions pas la formation et le développement des écoulements à poches, à bouchons et à bulles entrant dans le domaine de calcul. Ainsi, ces structures de vapeur sont supposées pré-exister à l'intérieur du domaine de calcul et mises en mouvement par un débit constant du liquide imposé en entrée. Dans nos conditions d'essais expérimentales, l'écoulement du condensat liquide est laminaire. Un profil de vitesse parabolique est alors imposé en entrée du domaine de calcul : la vitesse est nulle aux parois et augmente progressivement pour atteindre une vitesse maximale  $u_0$  au centre du canal (cf. figure 6.3). En sortie du domaine de calcul, la pression de référence (1 bar) est imposée comme condition aux limites.

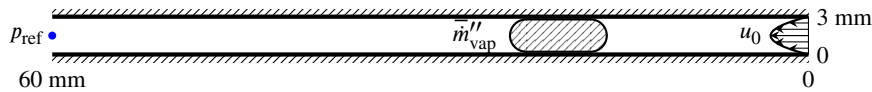


FIGURE 6.3 – Caractéristiques des conditions aux limites imposées

Pour tenir compte de la condensation, un taux moyen de changement de phase  $\bar{m}''_{\text{vap}}$  est imposé au niveau de l'interface directement issu des données expérimentales. L'objectif de ces simulations est de souligner qualitativement le rôle que joue le transfert de masse sur le changement de phase et sur la topologie d'écoulements. Ainsi, dans un premier temps,  $\bar{m}''_{\text{vap}}$  est une valeur moyenne constante à l'interface liquide-vapeur et peut être déduite des conditions d'essais expérimentales.

Prenons le cas où le titre de vapeur  $x$  en sortie du condenseur N°1 égal à 0,01 (cf. § 3.1.1) : les poches, les bouchons et les bulles de vapeur ont été identifiés au niveau du tube en verre transparent. Dans ce cas, la majorité de la vapeur d'eau (99%) se condense au niveau du condenseur N°1, la longueur de condensation  $\ell$  est donc approximativement égale à celle du condenseur, soit 0,8 m. L'ordre de grandeur de  $\bar{m}''_{\text{vap}}$  et celui de  $u_0$  peuvent être estimés en se basant sur les conditions d'essais expérimentales :

- Par rapport à  $\bar{m}''_{\text{vap}}$ , l'objectif est de déterminer un taux moyen de changement de phase en supposant que la vapeur est entièrement condensée au sein du condenseur N°1, i.e. la longueur de condensation  $\ell$  est égale à 0,8 m. Rappelons que le modèle d'interface raide est retenu et implémenté dans notre code de calcul numérique (cf. § 5.2.3). Dans ce modèle, le flux de chaleur  $\bar{q}''_{\Gamma}$  traversant l'interface  $\Gamma$  permet de changer la phase des fluides au niveau de l'interface. Le taux surfacique de changement de phase s'écrit donc :

$$\bar{m}''_{\text{vap}} = \frac{\bar{q}''_{\Gamma}}{L_{\text{vap}}} \quad (6.1)$$

À partir de la visualisation expérimentale des écoulements (cf. § 3.1.1), nous avons pu confirmer que le régime annulaire a lieu dans une plage de titre assez large allant de 0,06 à 0,8. Ce régime est caractérisé par une fine couche de liquide s'écoulant le long de la paroi, dont la surface

d'échange totale peut être grossièrement estimée par  $A_\Gamma = \pi D_i \ell$ . Le flux moyen de chaleur est donc calculé par :

$$\bar{q}_\Gamma'' = \frac{\dot{m}_{\text{vap}} L_{\text{vap}}}{A_\Gamma} = \frac{\dot{m}_{\text{vap}} L_{\text{vap}}}{\pi D_i \ell} \quad (6.2)$$

D'où :

$$\bar{m}_{\text{vap}}'' = -\frac{\bar{q}_\Gamma''}{L_{\text{vap}}} = -\frac{\dot{m}_{\text{vap}}}{\pi D_i \ell} \quad (6.3)$$

où le signe négatif indique qu'il s'agit d'un terme source pour le transfert de masse de la phase vapeur vers la phase liquide (i.e. de la condensation).

- En ce qui concerne  $u_0$ , cette vitesse peut se déterminer à l'aide de la vitesse moyenne  $\bar{u}$ . Son expression est donnée pour le canal 2D [110] comme suit :

$$u_0 = \frac{3}{2} \bar{u} \quad (6.4)$$

où  $\bar{u}$  est calculée à partir du débit massique des fluides. Nous pouvons recourir à la vitesse superficielle de la phase pour déterminer  $\bar{u}$ . Au cours du changement de phase, les vitesses superficielles  $j_{\text{liq}}$  de la phase liquide et  $j_{\text{vap}}$  de la phase vapeur ne sont pas nécessairement égales. Ces vitesses sont définies par le rapport du débit volumique des fluides sur la section droite du canal et peuvent s'écrire en fonction de la vitesse massique  $G$  et du titre de vapeur  $x$  ([6], [111], [12]) :

$$j_{\text{vap}} = \frac{Gx}{\rho_{\text{vap}}} \quad (6.5a)$$

$$j_{\text{liq}} = \frac{G(1-x)}{\rho_{\text{liq}}} \quad (6.5b)$$

Pour résumer, dans notre cas de référence :  $G = 74,2 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $x = 0,01$ ,  $\dot{m}_{\text{vap}} = 0,52 \text{ g/s}$ ,  $D_i = 3 \text{ mm}$  et  $\ell = 0,8 \text{ m}$ . En appliquant les équations (6.3) et (6.5), nous obtenons l'ordre de grandeur des paramètres suivants :  $\bar{m}_{\text{vap}}'' = -0,07 \text{ kg/m}^2\text{s}$ ,  $j_{\text{vap}} = 1,23 \text{ m/s}$  et  $j_{\text{liq}} = 0,076 \text{ m/s}$ . La vitesse moyenne  $\bar{u}$  imposée en entrée du domaine de calcul est alors choisie telle que  $j_{\text{liq}} \leq \bar{u} \leq j_{\text{vap}}$ .

### 6.2.2 Condensation d'une poche de vapeur

L'idée est de suivre le déplacement d'une poche de vapeur pour deux vitesses différentes en entrée du canal tout en gardant le même taux de changement de phase, i.e.  $\bar{m}_{\text{vap}}'' = -0,07 \text{ kg/m}^2\text{s}$ . L'objectif est d'étudier l'influence de la vitesse de déplacement sur l'évolution de la topologie de la poche ( $j_{\text{liq}} \leq \bar{u} \leq j_{\text{vap}}$ ). Dans le premier cas,  $\bar{u} = 1 \text{ m/s}$ , la vitesse maximale  $u_0$  est égale à  $1,5 \text{ m/s}$ . Dans le deuxième cas,  $\bar{u} = 0,33 \text{ m/s}$ , la vitesse maximale  $u_0$  est égale à  $0,50 \text{ m/s}$ , i.e. trois fois plus petite que celle du premier cas. Pour les deux cas, le pas de temps de calcul  $\Delta t$  est égal à  $0,5 \mu\text{s}$  afin d'assurer la convergence des calculs numériques.

#### 6.2.2.a $u_0 = 1,5 \text{ m/s}$

La figure 6.4 présente l'évolution, en fonction du temps à partir de l'instant initial  $t_0$ , de la topologie de la poche de vapeur (en haut) et des profils de vitesse des phases le long du canal (en bas) pour  $u_0 = 1,5 \text{ m/s}$ . Selon la position axiale, on peut avoir soit du liquide pur, soit de la vapeur pure, soit l'interface : les profils de vitesse décrivent localement le comportement dynamique des phases considérées. Les résultats numériques obtenus sont montrés à intervalle de temps régulier de  $5 \text{ ms}$ .



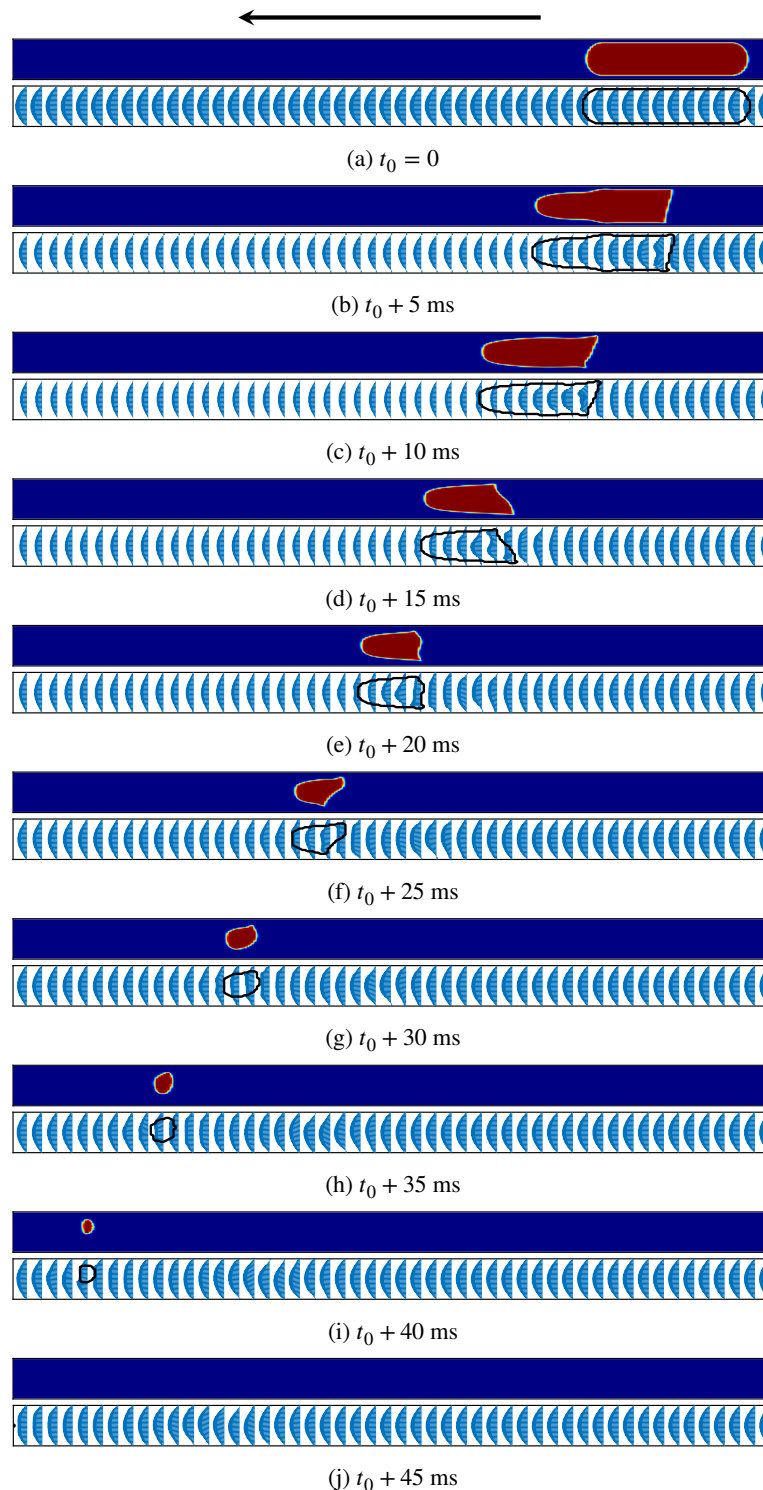


FIGURE 6.4 – Évolution spatiale de la topologie de la poche de vapeur et des profils de vitesse le long du canal ( $u_0 = 1,5$  m/s) à différents instants

La poche se déplace dans le même sens que l'écoulement, de sa position initiale à droite vers la sortie du canal à gauche, et sa taille diminue au cours du temps car la vapeur se transforme en liquide par condensation (cf. figures 6.4a-6.4d). Au fur et à mesure que la vapeur se condense, la poche évolue vers un bouchon (cf. figures 6.4e-6.4g) puis une bulle (cf. figures 6.4h-6.4i). Le diamètre de la bulle diminue jusqu'à ce que la vapeur se transforme totalement en liquide à l'instant  $t_0 + 45$  ms (cf. figure 6.4j).

Par rapport aux vitesses des phases, tout d'abord, nous nous intéressons au profil de vitesse en sortie du domaine de calcul. Rappelons qu'un profil de vitesse parabolique ( $u_{0,e} = 1,5$  m/s) est imposé en entrée et une pression de référence (1 bar) est imposée en sortie. La figure 6.4 montre que le profil de vitesse est également parabolique en sortie.

L'évolution en fonction du temps de la valeur maximale  $u_{0,s}$  de ce profil est montré par la figure 6.5a où  $u_{0,s}$  se matérialise par des cercles de couleur noire. La vitesse  $u_{0,s}$  augmente au fur et à mesure que la vapeur se condense, et atteint sa valeur maximale égale à  $u_{0,e}$  lorsque la poche de vapeur se transforme entièrement en liquide ( $t = t_0 + 45$  ms).

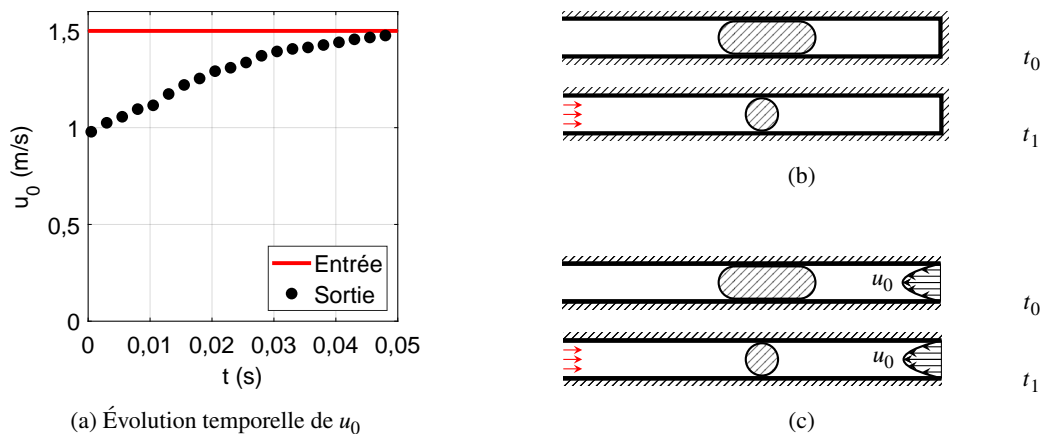
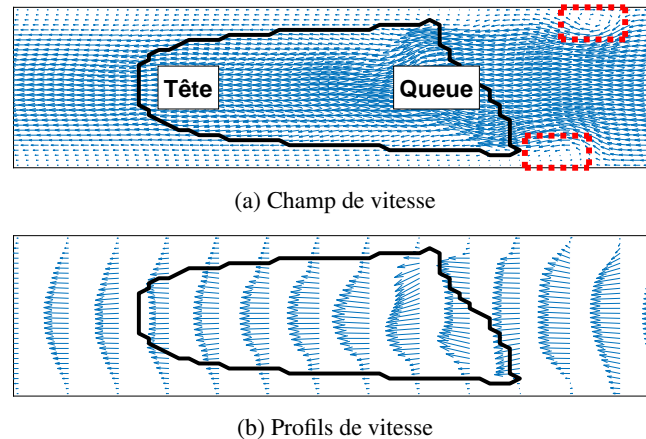


FIGURE 6.5 – Évolution de la vitesse maximale en fonction du temps et illustration d'une composante de vitesse du liquide en sortie du canal

Pour expliquer l'évolution de  $u_{0,s}$  en fonction du temps, prenons un simple exemple dans lequel la condensation s'effectue dans un canal rectangulaire scellé à une extrémité (cf. figure 6.5b). À l'instant initial  $t_0$ , une poche de vapeur est immergée dans le liquide et commence à se condenser. À l'instant  $t_1$ , la poche initiale s'est transformée en une bulle. Le volume initial de la poche de vapeur est réduit et remplacé par le liquide. La masse totale des fluides augmente dans le domaine car la densité du liquide est plus importante que la densité de la vapeur. Or, selon le principe de la conservation de la masse, aucune matière n'est perdue et aucune matière n'est créée. Ainsi, un écoulement de liquide entre dans le domaine de calcul pour compenser la perte du volume de vapeur. Nous précisons que le terme source  $\bar{m}''_{\text{vap}}$  rajouté dans les équations directrices ne signifie pas que la matière se crée ou se perd dans le domaine de calcul. En fait,  $\bar{m}''_{\text{vap}}$  indique le débit surfacique de la vapeur transformée en liquide en passant l'interface.

Revenons à notre problème de simulation dans lequel un profil de vitesse est imposé en entrée du domaine de calcul (cf. figure 6.5c). Le débit du liquide entrant dans le canal est fixé par la condition aux limites imposée. Si la condensation n'a pas lieu, le débit du liquide en sortie est égal au débit en entrée. Dans notre cas, la condensation engendre une composante supplémentaire de vitesse du liquide en sortie, ce qui permet de compenser la réduction du volume de la poche de vapeur. La superposition des vitesses ici induit une diminution de vitesse du liquide en sortie par rapport à celle imposée en entrée. Donc, la vitesse maximale  $u_{0,s}$  est moins élevée que  $u_{0,e}$  dans un premier temps. La vitesse  $u_{0,s}$  augmente donc, jusqu'à ce que la vapeur soit complètement condensée, pour atteindre  $u_{0,e}$ . Une fois la vapeur complètement condensée,  $u_{0,s}$  est égal à  $u_{0,e}$ .

La figure 6.6a présente un zoom du champ de vitesse de la simulation à  $t_0 + 15$  ms présenté précédemment par la figure 6.4d. À l'intérieur de la poche de vapeur, les profils de vitesse varient le long de sa longueur. En effet, le champ de vitesse est plus ou moins homogène en queue de la poche, tandis que le profil de vitesse semble plutôt parabolique à la tête de la poche.

FIGURE 6.6 – Vue de détail de la vitesse des phases à l’instant  $t_0 + 15$  ms

Voyons plus en détail le champ de vitesse autour de la poche à l’instant  $t_0 + 15$  ms. À la tête de la poche, la vitesse du liquide est nulle aux parois et maximale au centre, ce qui permet d’expliquer la forme parabolique de l’interface comme le montre la figure 6.6b. En queue de la poche, l’interface est plus plane en raison de l’homogénéité du champ de vitesse. De plus, deux zones de recirculation sont présentes dans le sillage du fluide, au niveau des parois haute et basse du domaine. Cela pourrait s’expliquer par l’effet d’« aspiration » du passage de la bulle de vapeur.

Les résultats numériques obtenus sont confrontés à ceux issus de nos essais expérimentaux (cf. figure 6.7), dans lesquels les écoulements à poches (cf. figure 6.7a), à bouchons (cf. figure 6.7b) et à bulles (cf. figure 6.7c) ont été identifiés pour le titre de vapeur égal à 0,01.

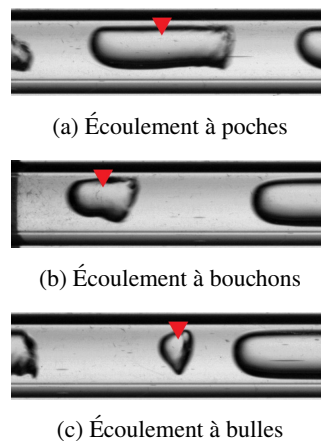


FIGURE 6.7 – Topologie d’écoulements observés pour le titre de vapeur égal à 0,01

Les résultats numériques sont en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux. Cette comparaison est relative puisque les calculs numériques sont en 2D et les clichés ont été pris pour les écoulements en 3D. Néanmoins, cela ne nous empêche pas de compléter notre compréhension sur les mécanismes physiques de condensation. Pour cela, nous simulons avec le seconde vitesse initiale d’écoulement.

### 6.2.2.b $u_0 = 0,50$ m/s

À la différence du cas précédent, la vitesse maximale  $u_0$  à l’entrée du canal est baissée de 1,5 à 0,5 m/s. L’évolution de la topologie de la poche de vapeur et des profils de vitesse des phases en fonction du temps est présentée sur la figure 6.8.

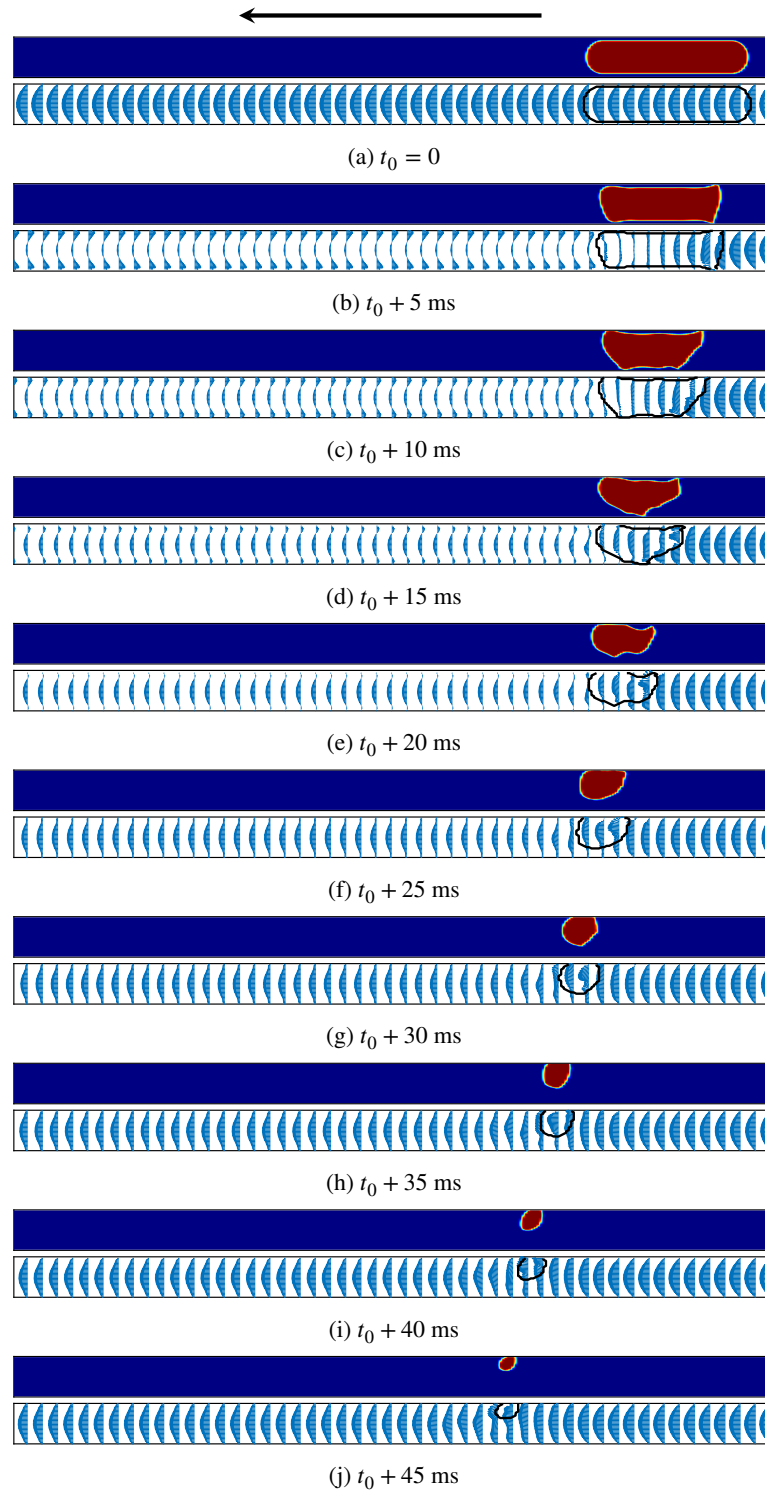


FIGURE 6.8 – Évolution de la topologie d'une poche de vapeur en fonction du temps ( $u_0 = 0,50$  m/s)

De manière similaire au cas précédent, le volume de la poche diminue progressivement en fonction du temps. En effet, au fur et à mesure que la vapeur se condense, la topologie de la poche évolue également vers un bouchon (cf. figures 6.8d–6.8e) puis ensuite vers une bulle (cf. figures 6.8f–6.8j) se déplaçant dans le sens de l'écoulement. La bulle est collée à la paroi haute sous l'effet de la flottabilité.

Nous nous intéressons au profil de vitesse en sortie du domaine de calcul. La figure 6.9a présente l'évolution de la vitesse maximale  $u_{0,s}$  en sortie du domaine de calcul.

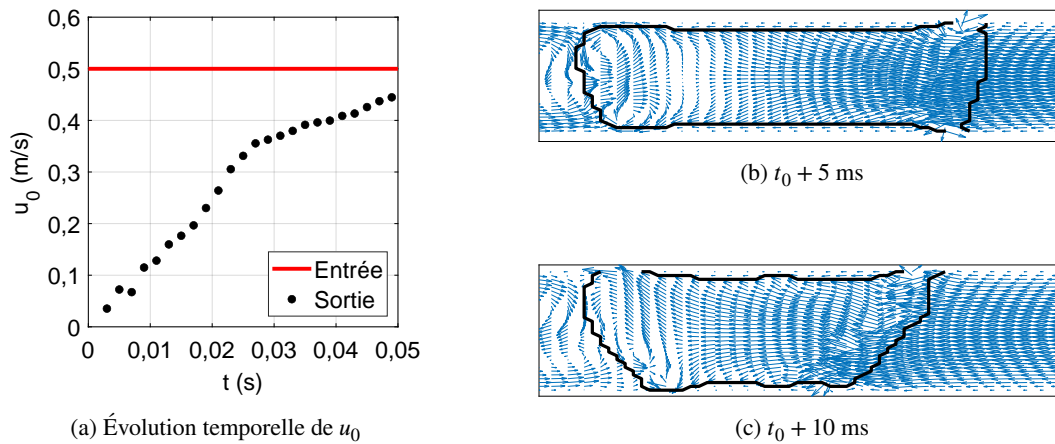


FIGURE 6.9 – Évolution de la vitesse maximale en fonction du temps

La vitesse  $u_{0,s}$  augmente au fur et à mesure que la vapeur se condense. Cela s'explique également par le fait que l'écart du débit de liquide entre l'entrée et la sortie permet de compenser la réduction du volume de la poche de vapeur. Plus le débit de liquide est faible en entrée, plus ce phénomène est prononcé. Cela engendre alors un mouvement à contre-courant des fluides au niveau des parois, notamment dans la zone entre la tête de la poche de vapeur et la sortie du canal (cf. figures 6.9b et 6.9c). Les résultats numériques obtenus permettent d'expliquer la topologie d'écoulements observés à quelques minutes après le démarrage du système (cf. § 3.1.1).

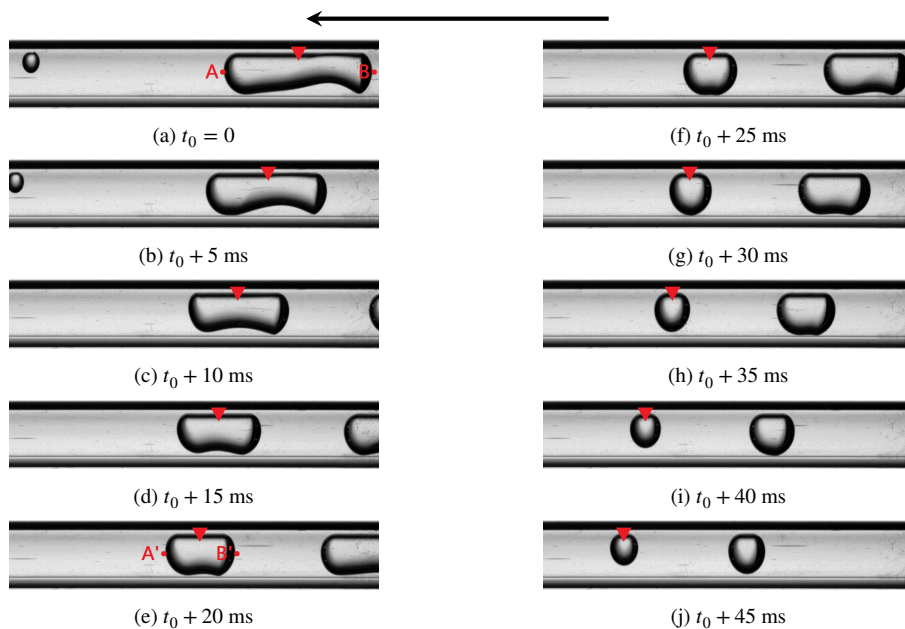


FIGURE 6.10 – Exemple d'évolution de la topologie d'une poche de vapeur se déplaçant à une vitesse relativement faible

Pour rappel, l'écoulement s'organise sous forme de poches de vapeur dont le volume diminue au cours du temps. À ce moment, la vitesse des phases commence à augmenter progressivement jusqu'à ce que le régime stationnaire soit établi. Un exemple est présenté sur la figure 6.10. La poche de vapeur voit sa longueur diminuer (cf. figures 6.10a–6.10e). Ensuite, la poche évolue vers un bouchon (cf. figures 6.10f–6.10h) avant de se transformer en une bulle (cf. figures 6.10i–6.10j).

La bulle de vapeur est collée à la paroi haute du tube sous les effets de flottabilité. La poche de vapeur circulant à une vitesse relativement faible permet d'observer l'évolution de la topologie d'écoulements le long du tube en verre transparent. Suivons le déplacement des deux points  $A$  et  $B$  à deux extrémités de la poche. Il est clair que le point  $B$  se déplace plus vite que le point  $A$  car à l'instant  $t_0 + 20$  ms, les points  $A$  et  $B$  se déplacent respectivement en  $A'$  et  $B'$  avec  $[BB'] \approx 3[AA']$ . À l'aide des résultats de simulation numérique, l'écart de vitesse entre les points  $A$  et  $B$  peut s'expliquer en raison du changement de phase. Ainsi, les résultats numériques sont relativement cohérents avec les résultats expérimentales par rapport à l'évolution de la topologie d'écoulements.

### 6.2.3 Coalescence et condensation de deux poches de vapeur

Nous nous intéressons désormais à l'étude de l'interaction entre deux poches de vapeur. La simulation numérique permet de mieux comprendre ce phénomène physique de coalescence, fréquemment rencontré pour les titres de vapeur inférieurs à 0,06. Deux poches de vapeur sont placées initialement l'une à côté de l'autre, près de l'entrée du canal. Le taux de changement de phase  $\dot{m}''_{\text{vap}}$  et la vitesse du liquide maximale  $u_0$  en entrée sont respectivement de  $-0,07 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et de  $1,5 \text{ m/s}$ . Le pas de temps de calcul  $\Delta t$  est égal à  $0,5 \mu\text{s}$ .

La figure 6.11 présente l'évolution, en fonction du temps à partir de l'instant initial  $t_0$ , de la topologie de la poche de vapeur (à gauche) et des profils de vitesse des phases le long du canal (à droite).

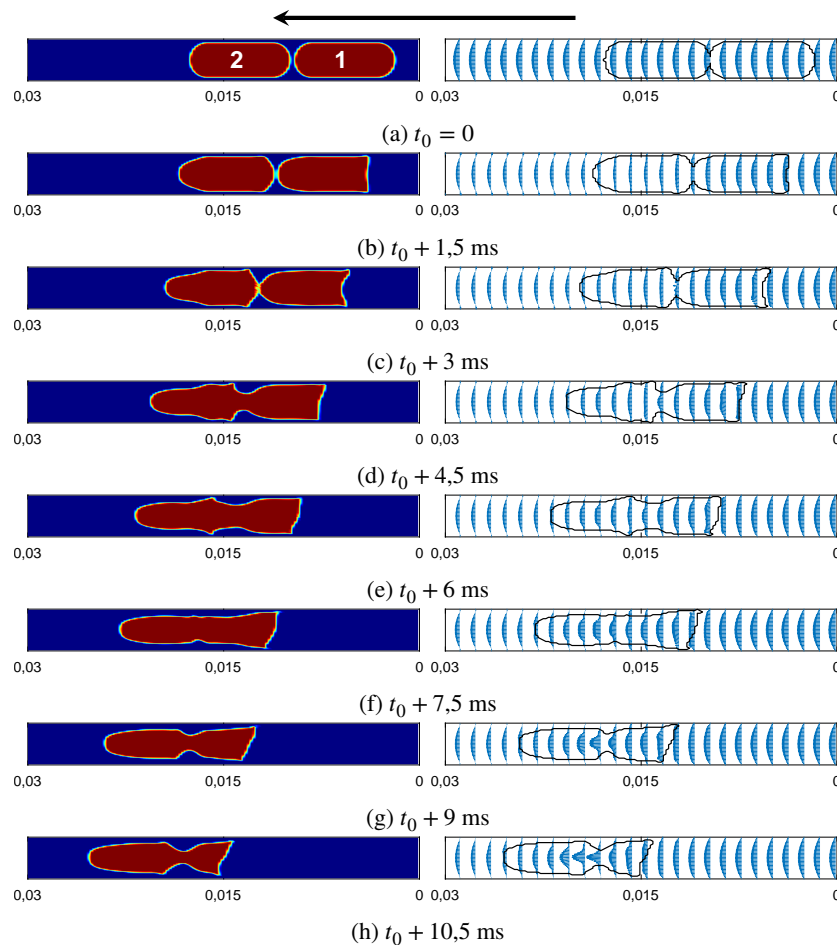


FIGURE 6.11 – Coalescence de deux poches de vapeur (num.)

La poche de vapeur ① se déplace plus vite que la poche de vapeur ② car la vitesse du liquide en entrée est plus élevée que celle en sortie, comme le montrent les paragraphes précédents. La coalescence des poches a lieu donc 3 ms après l'instant initial  $t_0$  (cf. figure 6.11c) : 2 poches fusionnent lors d'un contact pour former une seule poche. Au niveau du point de collision apparaît une « vague » se propageant dans le même sens que l'écoulement. Voyons plus en détail les profils de vitesse le long de la poche comme le montre la figure 6.12.

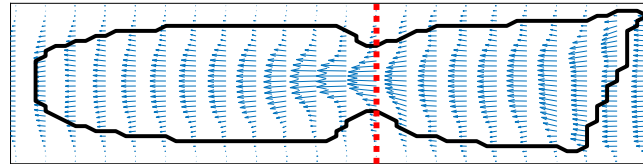


FIGURE 6.12 – Vue en détail du champ de vitesse à l'instant  $t_0 + 9$  ms

La vitesse de la vapeur relativement plutôt homogène en queue et parabolique à la tête de la poche. Néanmoins, au niveau de l'endroit où la vague atteint son sommet, le mouvement de la vapeur est accéléré (cf. figure 6.12). Cela est dû au fait que la génération des vagues du film liquide réduit remarquablement la section de passage, la vapeur voit donc sa vitesse augmenter selon le principe de conservation de la masse.

Les résultats numériques obtenus sont confrontés à nos résultats expérimentaux. La coalescence des deux poches de vapeur est montrée par la figure 6.13.

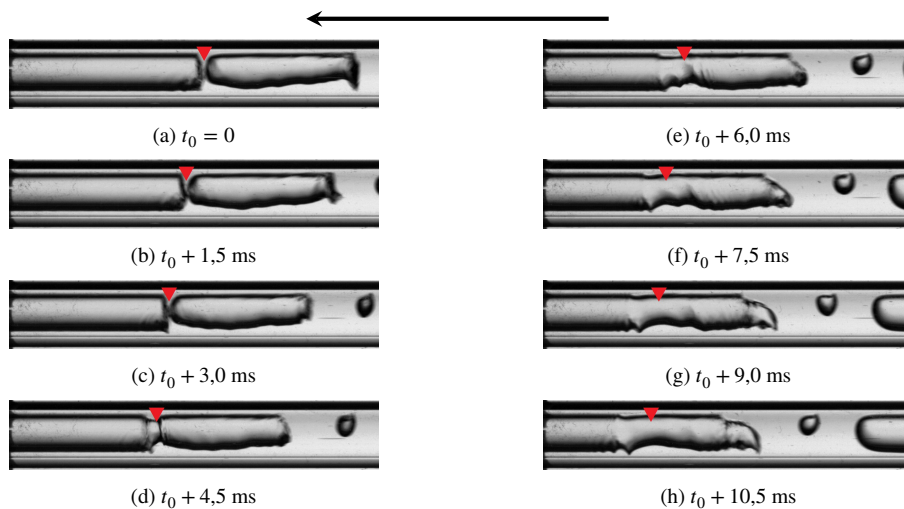


FIGURE 6.13 – Exemple d'évolution de la coalescence de deux poches de vapeur (exp.)

La collision entre ces deux poches est observée à l'instant  $t_0 + 4,5$  ms (cf. figure 6.13d). Les ondes se créent au niveau de l'interface et se déplacent suivant l'écoulement (cf. figure 6.13e–6.13f). Ainsi, les résultats numériques sont en accord qualitatif avec les résultats expérimentaux. Par exemple, on note que la queue de la poche de vapeur présente expérimentalement une forme « swirlée » (cf. figure 6.13f) qu'on retrouve sur la figure 6.12. La simulation numérique permet cependant de décrire le champ de vitesse des phases, ce qui n'a pas pu être réalisé sur le plan expérimental.

#### 6.2.4 Condensation des régimes d'écoulement à poches, à bouchons et à bulles

Nos résultats expérimentaux montrent également que les régimes à poches, à bouchons et à bulles peuvent être observés simultanément. La condensation de la vapeur pour ces régimes peut être numériquement simulée afin de compléter la compréhension des mécanismes de condensation mis en jeu

pour ce type d'écoulement. Deux poches et deux bulles de vapeur sont immergées dans le liquide et placées près de l'entrée du canal. Le taux de changement de phase  $\bar{m}''_{\text{vap}}$  et la vitesse du liquide maximale  $u_0$  en entrée sont respectivement de  $-0,07 \text{ kg/m}^2\text{s}$  et de  $1,5 \text{ m/s}$ . Le pas de temps de calcul  $\Delta t$  est égal à  $0,5 \mu\text{s}$ .

La figure 6.14 présente l'évolution de la topologie d'écoulements et celle des profils de vitesse des phases, en fonction du temps à partir de l'instant initial  $t_0$ . Dans ce cas, il n'y a aucune interaction entre les structures de vapeur puisque ces dernières sont placées suffisamment séparées les unes des autres. Les structures de vapeur se déplacent dans le sens de l'écoulement et voient leur volume diminuer jusqu'à ce que la vapeur se transforme totalement en liquide.

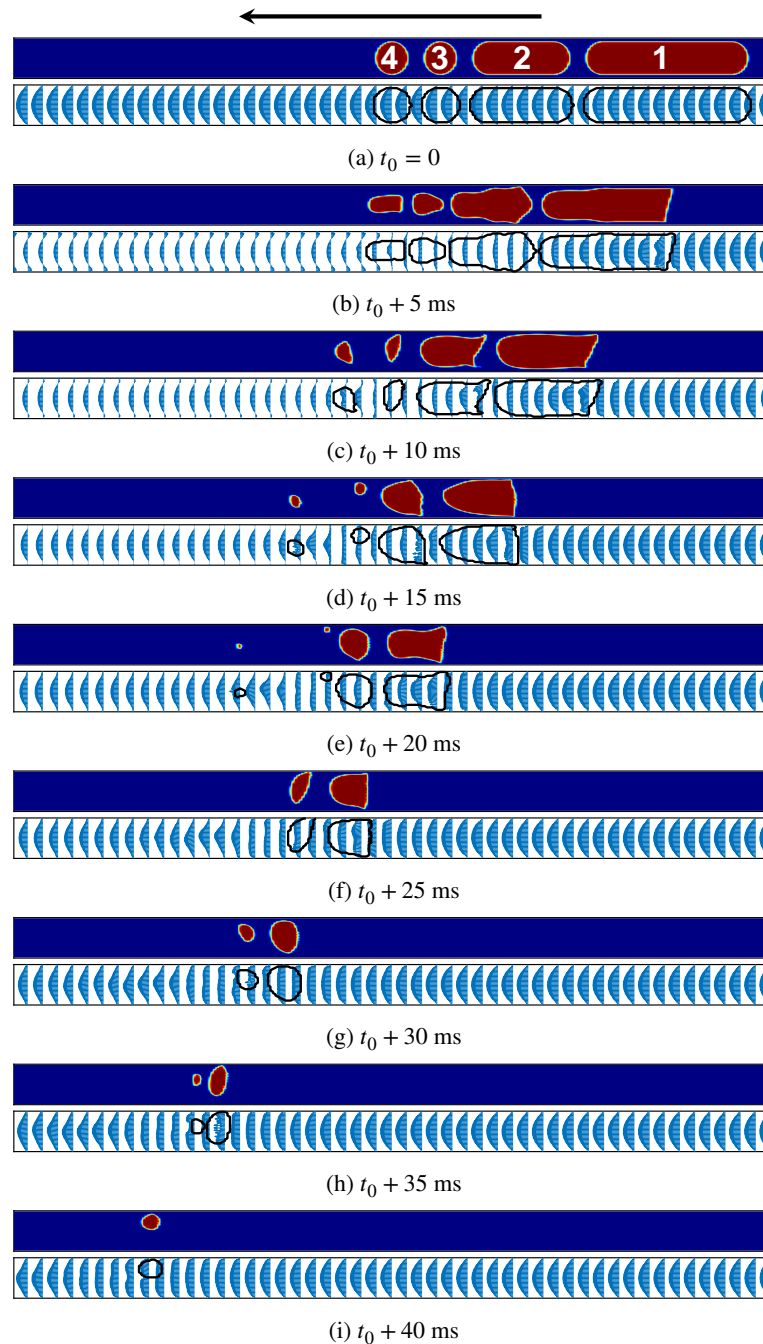


FIGURE 6.14 – Évolution de la topologie d'écoulements en fonction du temps



Les poches ① et ② de forme allongée voient leur volume décroître de  $t = t_0$  jusqu'à  $t = t_0 + 25$  ms et prennent plutôt une forme de bulle : à  $t = t_0 + 25$  ms pour la poche ① et à  $t = t_0 + 15$  ms pour la poche ②. Ensuite, elles décroissent, se rapprochent de la face supérieure de la conduite puis disparaissent. En ce qui concerne les bulles ③ et ④, on observe les mêmes phénomènes pour les poches ① et ② lorsqu'elles sont devenues des bulles.

Les résultats numériques obtenus sont confrontés à nos résultats expérimentaux. La figure 6.15 montre une poche et une bulle de vapeur se déplaçant le long du tube de visualisation. La poche et la bulle ne sont pas en interaction l'une avec l'autre. Il est clair que leur volume diminue au fur et à mesure du temps, la longueur de la poche et le diamètre de la bulle diminuent, ce qui permet de s'assurer de la cohérence entre les résultats numériques et expérimentaux.

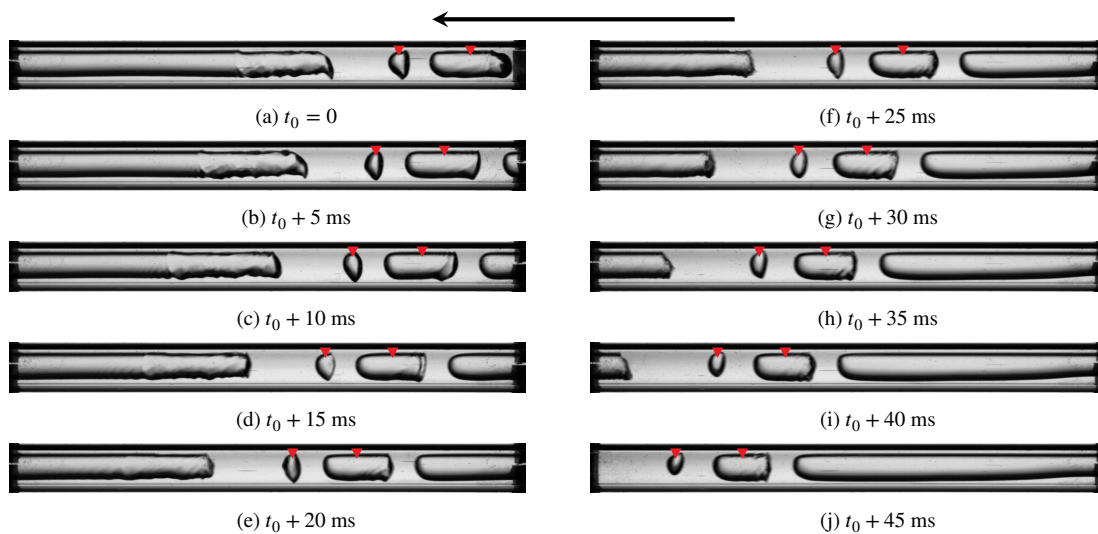


FIGURE 6.15 – Exemple d'évolution de la topologie d'écoulements en fonction du temps (exp.)

Pour résumer, les simulations numériques des écoulements à poches, à bouchons et à bulles permettent de mettre en lumière les mécanismes de condensation mis en jeu. Ces régimes d'écoulements peuvent exister simultanément :

- Au cas où aucune interaction ne se produit entre les structures de vapeur, le régime à poches évolue progressivement vers ceux à bouchons puis à bulles avant que la vapeur ne se transforme totalement en liquide.
- Au cas où apparaît la coalescence des poches, les vagues sont produites à l'interface liquide-vapeur et entraînées par l'écoulement de vapeur, dont la vitesse est importante au niveau de leur sommet.

### 6.3 Analyse numérique du régime annulaire

L'écoulement annulaire se caractérise par un film liquide laminaire ou faiblement turbulent s'écoulant le long de la paroi. Les figures 6.16a et 6.16b rappellent la topologie de ce type d'écoulements pour les titres de vapeur de 0,10 et de 0,32, respectivement, obtenus expérimentalement dans le cas de référence. Ici, le régime annulaire s'organise sous forme de vagues [7] à l'interface liquide-vapeur se développant et se déplaçant dans le sens de l'écoulement. L'épaisseur moyenne du film liquide est fonction du titre de vapeur. En effet, plus le titre de vapeur est proche de 0, plus l'épaisseur du film liquide devient importante car il y a de plus en plus de vapeur qui s'est condensée.

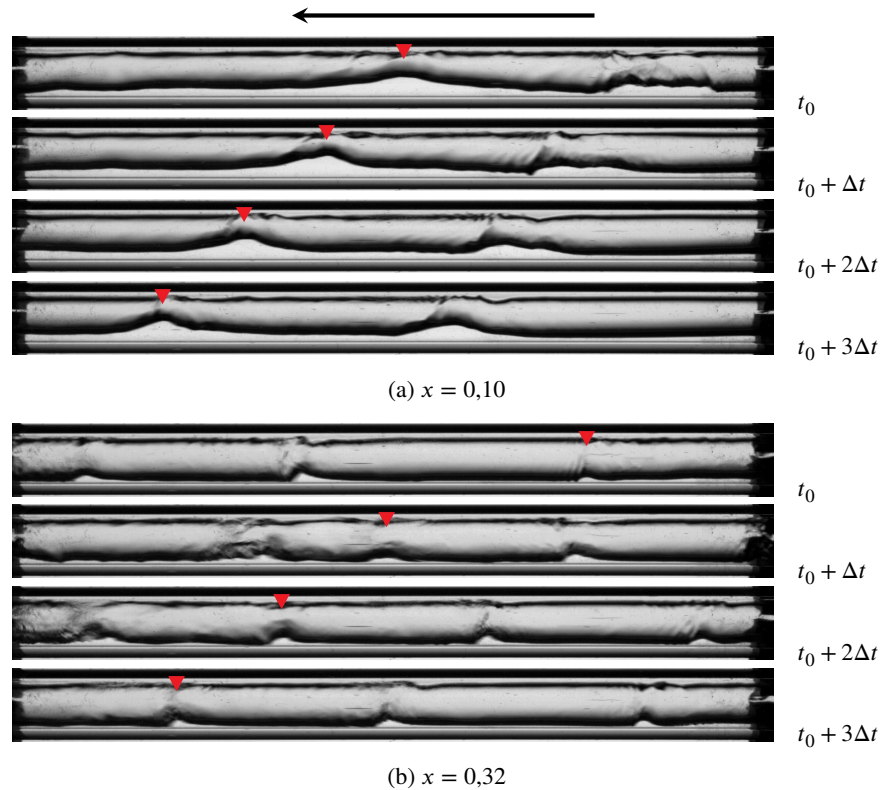


FIGURE 6.16 – Exemple d'évolution du régime annulaire en fonction du temps (exp.)

De manière similaire au cas précédent, les calculs numériques s'effectuent dans un domaine de taille  $3 \times 0,1 \times 60 \text{ mm}^3$  et discrétisé en  $60 \times 2 \times 1200$  mailles régulièrement espacés. L'idée est de faire entrer la vapeur dans le domaine de calcul et d'étudier les mécanismes physiques de condensation mis en jeu, notamment l'influence de son mouvement sur le film liquide. Pour ce faire, nous allons choisir les conditions initiales et les conditions aux limites adéquates permettant de simuler la condensation d'un écoulement de vapeur à l'intérieur du tube. Deux conditions initiales différentes sont retenues pour effectuer les calculs : le domaine de calcul est initialement rempli soit par le liquide, soit par la vapeur. Les conditions aux limites sont choisies en fonction des conditions initiales.

### 6.3.1 Domaine de calcul initialement rempli par le liquide

#### 6.3.1.a Conditions initiales et conditions aux limites

La figure 6.17 présente le domaine de calcul ainsi que les conditions initiales et aux limites imposées.

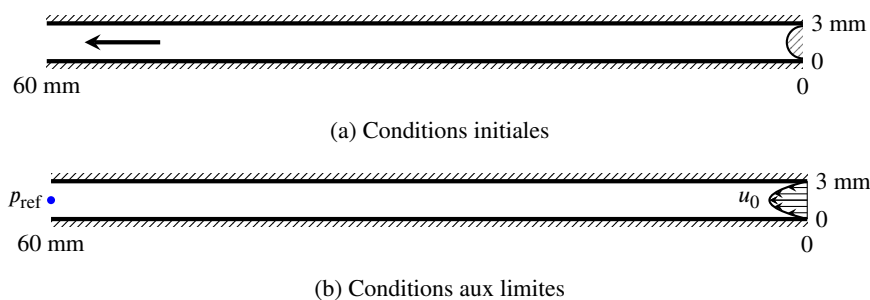


FIGURE 6.17 – Domaine de calcul initialement rempli par le liquide

Le domaine de calcul est initialement rempli par le liquide, sauf en entrée où est placée une demi-bulle de vapeur (cf. figure 6.17a) dont le diamètre (2,8 mm) est légèrement inférieur à la hauteur du canal (3 mm). En effet, l'initialisation d'une telle structure de vapeur en entrée permet d'une part d'initialiser un film liquide d'une épaisseur de 0,1 mm en entrée du domaine de calcul. D'autre part, cela permet également d'imposer une vitesse de vapeur comme condition aux limites en entrée car la phase vapeur est initialisée auparavant ici.

Par rapport aux conditions aux limites, nous considérons uniquement la vitesse des phases en entrée, la pression en sortie et le terme source à l'interface. Un profil de vitesse parabolique est imposé en entrée du domaine de calcul avec la vitesse maximale  $u_0$  égale à 1,5 m/s (cf. figure 6.17b). En sortie du domaine de calcul, la pression de référence (1 bar) est imposée comme condition aux limites. Un terme source moyen constant  $\dot{m}''_{\text{vap}}$  de  $-0,07 \text{ kg/m}^2\text{s}$  est également imposé à l'interface.

Nous précisons qu'aucune condition de titre de vapeur n'est imposée, ni en entrée, ni en sortie du domaine de calcul. En effet, les observations expérimentales montrent que le régime annulaire se caractérise par un mouvement périodique des vagues du film liquide circulant le long du tube. La valeur locale  $x$  du titre de vapeur à un point fixe sur la paroi varie donc légèrement en fonction de l'épaisseur du film liquide, i.e.  $x$  fluctue au cours du temps. Ainsi, dans ce cas nous ne pouvons pas fixer une valeur de  $x$  en entrée ou en sortie. D'ailleurs, nous cherchons notamment à simuler l'interaction entre la vapeur et le film liquide.

### 6.3.1.b Résultats numériques

Le pas de temps de calcul  $\Delta t$  est de 0,5  $\mu\text{s}$ . La figure 6.18 à la page 173 présente l'évolution de la topologie d'écoulements (en haut) et des profils de vitesse des phases (en bas), en fonction du temps à partir de l'instant initial  $t_0$ .

L'évolution de la topologie d'écoulements peut se diviser en deux phases :

- Tout d'abord, l'interface liquide-vapeur initiale se propage de l'entrée vers la sortie du canal (cf. figures 6.18a–6.18c). Cela s'explique par le fait que la vapeur d'eau entre dans le canal et pousse progressivement le liquide vers la sortie. Un film liquide très mince est alors collé sur les parois haute et basse.
- Ensuite, l'épaisseur du film liquide augmente en raison de la condensation qui a lieu à l'interface. Cela peut être remarqué facilement en regardant le film liquide en entrée du canal : le film liquide à l'instant  $t_0 + 600 \text{ ms}$  est plus épais que celui à l'instant initial  $t_0$ .

Le film liquide s'épaissit avec le temps et est entraîné donc par l'écoulement de la vapeur circulant au milieu du canal (cf. figures 6.18d–6.18m), ce qui engendre la formation des vagues au niveau de l'interface. Les vagues se déplacent dans le sens de l'écoulement vers la sortie.

Par rapport à la vitesse des phases, les résultats numériques montrent également que la vitesse de la vapeur est plus élevée que celle du liquide, notamment au niveau des sommets des vagues. Par exemple, on observe sur la figure 6.18m à  $t_0 + 600 \text{ ms}$  que les profils de vitesse dans la phase vapeur (couleur rouge) ont une forme plutôt parabolique avec une vitesse maximum au centre de la phase vapeur. Au contraire, la phase liquide (couleur bleue) présente des profils de vitesse quasiment plats de faible intensité. Cela s'explique par le fait que les vagues du film liquide réduisent la section de passage de la vapeur, la vitesse de la vapeur augmente donc en passant cette zone.

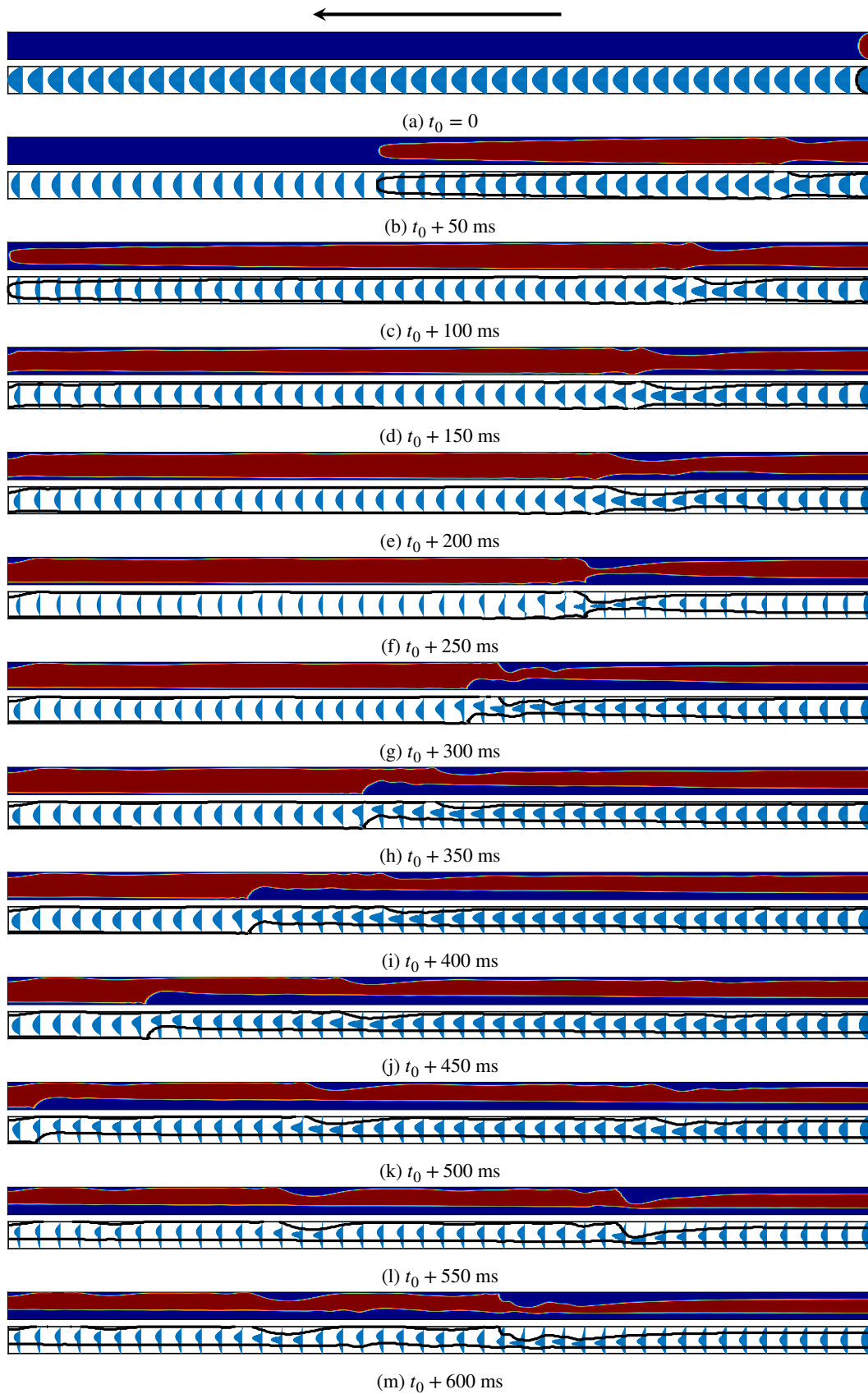


FIGURE 6.18 – Évolution de la topologie d'écoulements et des profils de vitesse fonction du temps

Voyons plus en détail comment le film liquide est entraîné par l'écoulement de la vapeur entre  $t_0 + 532$  ms et  $t_0 + 570$  ms (cf. figure 6.19). Nous pouvons remarquer que le film liquide situé à la paroi supérieure s'organise sous forme d'une vague se déplaçant de droite à gauche et suivant le sens de l'écoulement de la vapeur. L'amplitude de la vague augmente pour atteindre le film liquide situé à la paroi inférieure. Dans ce cas, le pont liquide n'arrive pas à se former pour diviser l'écoulement en deux poches de vapeur. En effet, la vitesse de la vapeur est suffisamment élevée par rapport à celle du film liquide, ce qui permet d'empêcher le contact entre les films liquides supérieur et inférieur.

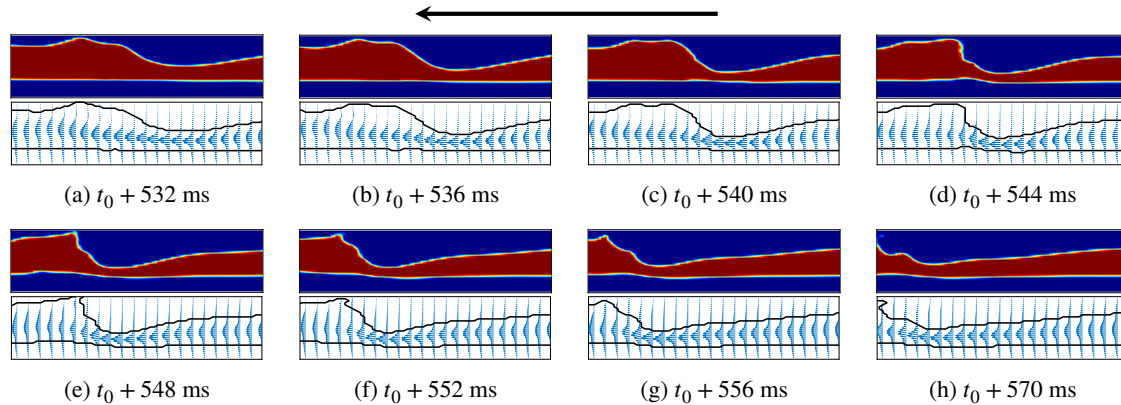


FIGURE 6.19 – Évolution de la structure d'un film liquide entraîné par la vapeur

Ce phénomène a été observé sur notre banc d'essais expérimental et s'explique par le fait que les forces de cisaillement jouent un rôle dominant dans ce régime (cf. § 3.1.1). D'un point de vue phénomène physique, nos résultats numériques sont cohérents qualitativement avec nos visualisations expérimentales. Rappelons que ces dernières ont été effectuées sur un tube circulaire, l'épaisseur du film liquide en bas est plus élevée que celle en haut en raison de l'effet 3D dans lequel le condensat liquide s'accumule dans la zone inférieure du tube sous l'effet de la gravité. Dans nos résultats de simulation numérique en 2D, l'épaisseur du film liquide peut être plus importante en bas (cf. figures 6.18g–6.18k) ou en haut (cf. figures 6.18l–6.18m).

Pour résumer, la condensation de la vapeur au sein d'un tube et le mouvement du film liquide sous forme des vagues le long de la paroi peuvent être simulés numériquement en imposant les conditions initiales et aux limites adéquates. Dans ce cas, le domaine de calcul est initialement rempli par le liquide. L'apparition des vagues s'explique par l'entraînement de l'écoulement liquide par la vapeur : en effet, la vitesse de la vapeur étant très supérieure à la vitesse du liquide, elle génère un cisaillement important à l'interface responsable de la création des vagues.

Néanmoins, comme le titre de vapeur n'est pas fixé en entrée comme une condition aux limites, l'épaisseur du film liquide ici est considérée comme dépendante du terme source à l'interface et de la vitesse imposée à l'entrée du canal. Cela ne nous permet pas de simuler le développement d'un film liquide sur les parois lorsque la vapeur commence à se condenser en liquide. Dans les paragraphes suivants, nous cherchons à résoudre cet inconvénient par l'implémentation d'une autre condition initiale permettant de calculer directement le terme source à partir du champ de température.

## 6.3.2 Domaine de calcul initialement rempli par la vapeur

### 6.3.2.a Conditions initiales et conditions aux limites

Cette configuration permet de simuler le développement d'un film liquide sur les parois lorsque la vapeur commence à se condenser en liquide. La figure 6.20 présente les conditions initiales et les conditions aux limites.

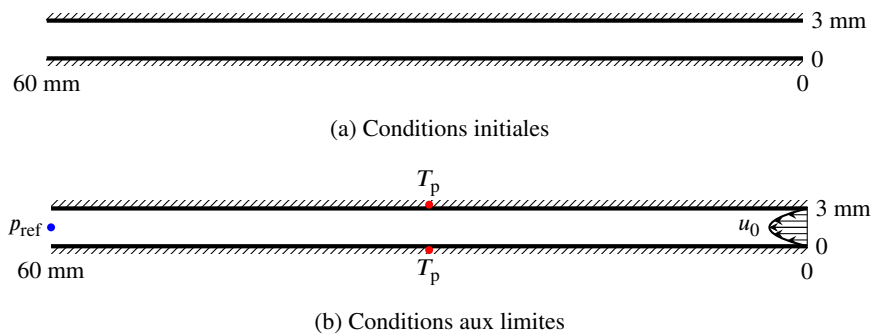


FIGURE 6.20 – Domaine de calcul initialement rempli par la vapeur

Contrairement au cas précédent, le domaine de calcul est initialement rempli par la vapeur (cf. figure 6.20a). Un profil de vitesse parabolique est également imposé en entrée du domaine de calcul avec la vitesse maximale  $u_0$  égale à 15 m/s (cf. figure 6.20b). La vapeur est à l'état de saturation, soit 100 °C. Afin de faire condenser la vapeur saturée, la température  $T_p$  des parois doit être inférieure à la température de saturation. Nous choisissons arbitrairement  $T_p$  à 20 °C. Dans ce cas de calcul, le terme source à l'interface n'est plus constant mais calculé directement à partir du champ de température. Comme la vapeur à l'état de saturation entre dans le domaine de calcul, le titre de vapeur  $x$  égal à 1 est imposé en entrée comme une condition aux limites, i.e. la fonction *Volume-of-Fluid* est égale à 0.

### 6.3.2.b Résultats numériques

Le pas de temps de calcul  $\Delta t$  est de 0,5  $\mu$ s. La figure 6.21 à la page 176 présente l'évolution de la topologie d'écoulements (en haut) et des profils de vitesse des phases (en bas) le long du domaine de calcul et en fonction du temps à partir de l'instant initial  $t_0$ . Les résultats sont présentés dans la zone 0-30 mm pour mieux observer l'évolution de l'épaisseur du film liquide le long des parois haute et basse. Nous présentons ici les résultats obtenus sur les 30 premières millisecondes qui ont nécessité une durée de simulation de l'ordre de 2 semaines. À l'instant  $t_0$ , le canal est rempli par la vapeur.

Dans les premiers instants, la vapeur commence à se condenser. En effet, le film liquide se développe au niveau des parois supérieure et inférieure tout le long du canal, d'épaisseur faible sauf dans la zone située en entrée repérée par les points A, B, C (cf. figure 6.21b à la page 176). Sur les figures suivantes (cf. figures 6.21c–6.21f), l'épaisseur du film liquide est renforcée et on constate l'apparition de vagues à l'interface liquide-vapeur. De manière similaire au cas précédent, le film liquide est entraîné par l'écoulement de vapeur central, ce qui engendre au niveau de l'interface un fort cisaillement responsable de la création des vagues. Cette création des vagues diminue la section de passage de la vapeur, contribue à l'augmentation de la vitesse de la phase vapeur, et donc amplifie encore plus le mécanisme du cisaillement (cf. figure 6.21f). La conséquence de cet enchaînement de phénomène génère une vague de forme différente observée sur la figure 6.21f au point D. Les résultats numériques obtenus sont donc cohérents avec les observations expérimentales (cf. figure 6.22 à la page 176).

Pour résumer, en changeant la condition initiale et les conditions aux limites correspondantes, nous pouvons **calculer directement le terme source ou le taux de changement de phase à partir du champ de température**. Cela permet de modéliser la condensation de la vapeur saturée lors du contact de la paroi froide. Avec une plus grande précision cette fois, nous obtenons une tendance similaire au cas précédent pour le développement et l'évolution de l'épaisseur du film liquide.

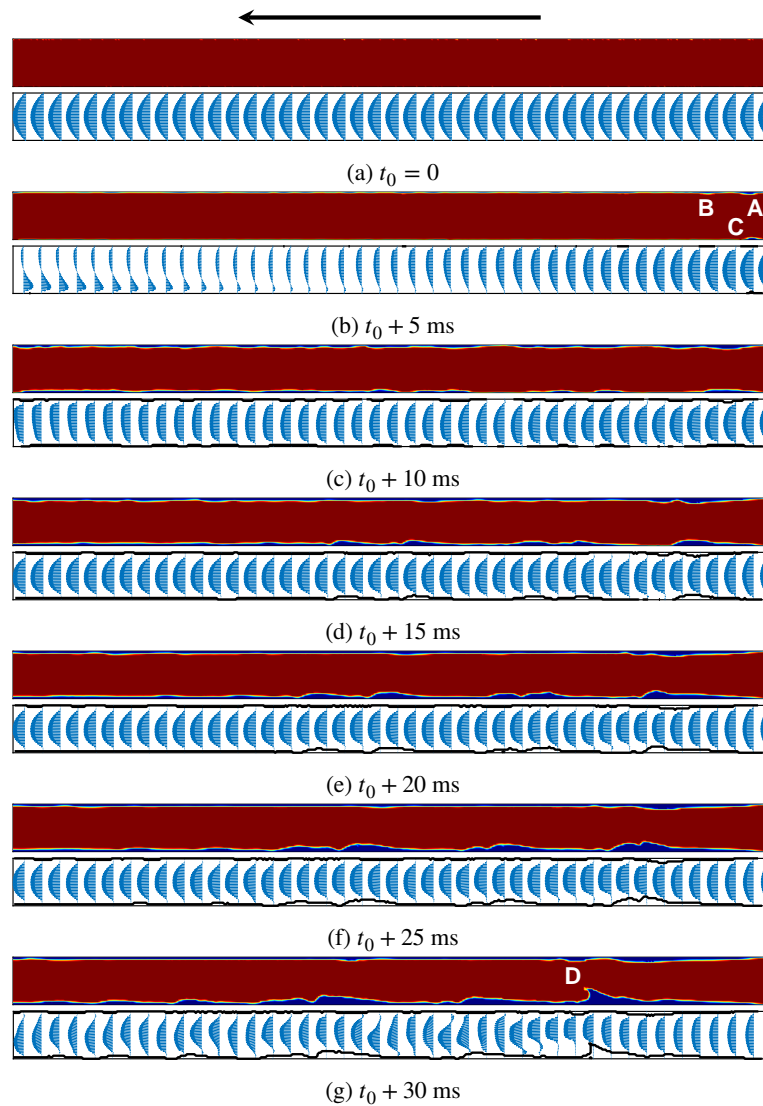


FIGURE 6.21 – Évolution de la topologie d'écoulements et des profils de vitesse fonction du temps

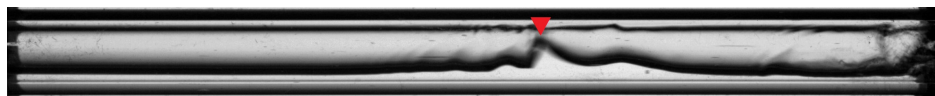


FIGURE 6.22 – Entrainement du film liquide par la vapeur

## 6.4 Conclusion partielle

L'implémentation du modèle d'interface raide, pour rendre compte de la condensation de la vapeur d'eau dans un canal, a permis d'obtenir les résultats qualitatifs sur la topologie d'écoulements. Dans un premier temps, un terme source constant a été utilisé pour modéliser la condensation et le transfert de masse à l'interface. Dans un second temps, **le terme source a été déduit du champ de température**. Les mécanismes de condensation ont été mis en lumière à l'aide du champ de vitesse des phases obtenues numériquement : génération, développement et cisaillement du film liquide ; recirculation dans la phase liquide ; déformation des bouchons ; décroissance des poches et des bulles de vapeur ; coalescence des poches de vapeur ; et enfin condensation totale de la phase vapeur en liquide. Les résultats numériques obtenus sont donc cohérents qualitativement avec nos observations expérimentales pour les régimes annulaire, à poches, à bouchons et à bulles.

# Conclusion et perspectives

## Conclusion

L'échangeur de chaleur occupe une place essentielle et vitale dans tous les systèmes énergétiques. Dans le contexte énergétique actuel, il est indispensable de chercher des échangeurs les plus performants et les plus compacts possibles. Les échangeurs à changement de phase permettent ainsi d'obtenir un échange de chaleur plus important par rapport aux échangeurs traditionnels.

L'ensemble des travaux exposé dans ce mémoire concerne la caractérisation des mécanismes régissant la condensation de vapeur d'eau au sein d'un mini-canal. Cette étude a été motivée par le fait, qu'à notre connaissance, il existe peu de résultats dans une telle configuration alors que nous recensons de nombreuses études relatives à la condensation des fluides frigorigènes. Une telle approche a nécessité le développement d'une boucle diphasique capable d'appréhender les mécanismes physiques impliqués lors de la condensation. En parallèle, la mise en œuvre d'un modèle numérique permettant de traiter le changement de phase, notamment le transfert de masse et de chaleur à l'interface, s'est effectuée avec un code de calcul DFMVOF basé sur le couplage des méthodes *Level-Set* et *Volume-of-Fluid* (CLSVOF).

D'un point de vue expérimentale, la boucle diphasique a été conçue et mise au point intégralement dans notre laboratoire. Ce dispositif expérimental dispose de différents éléments dont les principaux sont deux condenseurs co-axiaux à contre-courant en série. Chacun d'eux est constitué d'un tube central de 3 mm de diamètre, de longueur 800 mm permettant de suivre la condensation de la vapeur. La visualisation, s'effectuant dans une section adiabatique transparente, a permis d'observer la topologie des écoulements. La métrologie développée (mesures de température locale et de pression) a permis de quantifier le coefficient de transfert convectif local et la perte de charge globale. Les mécanismes de condensation s'orientent alors autour de trois problématiques principales : régimes d'écoulement, coefficient de transfert thermique et perte de charge. Ces problématiques ont été étudiées par le jeu des paramètres opératoires : pression de saturation ( $0,7 \leq p_{\text{sat}} \leq 1,2$  bar), débit de vapeur ( $51,4 \leq G \leq 85,1$  kg/m<sup>2</sup>s) et titre de vapeur ( $0 \leq x \leq 1$ ). Les résultats expérimentaux obtenus nous amènent à tirer les principaux enseignements suivant :

- L'évolution des régimes d'écoulement en condensation dépend de la quantité de vapeur dans le mélange ou le titre de vapeur. Les types d'écoulement observés dans notre étude sont classés par ordre décroissant du titre : écoulements annulaire, à poches, à bouchons et à bulles. Le régime annulaire se caractérise par la prédominance des forces de cisaillement. Pour les autres types d'écoulement, les forces de capillarité jouent un rôle plus important que les forces de cisaillement. La transition de l'écoulement annulaire vers l'écoulement à poches s'explique par la formation d'un pont liquide divisant l'écoulement en deux poches de vapeur.
- Au fur et à mesure que la vapeur se condense, le coefficient de transfert convectif local diminue car l'apparition de la phase liquide autour de la paroi limite le transfert thermique. La pente de décroissance du coefficient d'échange varie en fonction du régime d'écoulement et le changement de sa tendance nous permet de montrer qu'il existe un autre régime ne pouvant pas être visualisé dans notre étude – l'écoulement à brouillard.



- La perte de charge de l'écoulement diphasique en changement de phase est plus importante par rapport à celle de l'écoulement monophasique. Nous pouvons établir l'évolution de la perte de charge en fonction du titre de vapeur moyen. Plus le titre moyen augmente, plus la perte de charge devient importante.
- Les influences des paramètres thermodynamiques de la ligne vapeur ont été étudiées en faisant varier le débit de vapeur  $G$  et la pression de température  $p_{\text{sat}}$ . Le débit  $G$  joue un rôle important sur les comportements thermodynamiques de l'écoulement en condensation. L'augmentation de  $G$  favorise le transfert thermique par convection mais engendre plus de perte de charge due aux frottements. La pression  $p_{\text{sat}}$  semble jouer un rôle négligeable sur le coefficient d'échange. Néanmoins, la perte de charge est fonction de  $p_{\text{sat}}$  car cette dernière fait varier la longueur de condensation.
- En confrontant nos résultats expérimentaux aux corrélations disponibles dans la littérature, les corrélations de type Martinelli donnent une bonne prédiction sur la tendance du coefficient d'échange. Néanmoins, ces corrélations existantes, basées principalement sur des hypothèses d'écoulements turbulents, ont une tendance de surestimer le coefficient d'échange pour nos conditions d'essais, et doivent être modifiées afin de prendre en compte l'écoulement laminaire de la phase liquide. Par rapport à la perte de charge, le type de corrélation donnant une meilleure prédiction est celui qui exprime les paramètres mis en jeu en fonction du titre vapeur.

D'un point de vue numérique, le code DFMVOF avait été développé initialement pour la simulation numérique des écoulements diphasiques sans changement de phase. En utilisant la méthode CLSVOF, cet outil numérique bénéficie des avantages importants : précision et continuité de l'interface, ainsi que conservation de la masse à chaque itération. Dans un premier temps, les tests de validation ont été faits pour des configurations simples : les résultats obtenus convergent vers des solutions analytiques et expérimentales issues de la bibliographie. Ensuite, un choix de modèle de changement de phase a été effectué pour retenir le modèle d'interface raide (*sharp interface model*) : le terme source est évalué à partir de la loi de Fourier et les conditions de saut de Rankine-Hugoniot au niveau de l'interface. Celui-ci a été implémenté dans le code existant en tenant compte de l'équation de l'énergie pour en déduire le terme source introduit aux équations directrices. À notre connaissance, aucun modèle d'interface raide n'avait jusque-là couplé avec la méthode CLSVOF pour résoudre les problèmes de condensation. Ce modèle a été intégré dans le code DFMVOF et validé par comparaison avec les solutions analytiques disponibles : problème de Stefan (1D) et évaporation d'une bulle de vapeur (2D). Finalement, les premiers calculs ont permis de simuler la condensation de vapeur en mini-canal et d'identifier des évolutions spatiale et temporelle de la topologie d'écoulements. L'analyse numérique a été réalisée se sont réalisée en 2D pour les régimes annulaire, à poches, à pochons et à bulles. Les résultats numériques obtenus nous amènent à tirer les principaux enseignements suivant :

- Au cas où aucune interaction ne se produit entre les structures de vapeur, le régime à poches évolue progressivement vers un régime à bouchons et à bulles avant que la vapeur se transforme totalement en liquide. Au cas où apparaît la coalescence des poches, des vagues sont produites à l'interface liquide-vapeur et entraînées par l'écoulement de vapeur, dont la vitesse est importante au niveau de leur sommet.
- Par rapport à l'écoulement annulaire, le film liquide collé à la paroi s'entraîne par l'écoulement de la vapeur, ce qui engendre des vagues à l'interface liquide-vapeur. Le champ de vitesse obtenu a permis de montrer que la vitesse de vapeur est plus importante que la vitesse de liquide.

Ce travail de thèse engagé sur 3 ans n'a pas permis d'aller totalement au bout de la démarche expérimentale et numérique. Une suite pourrait être donnée à ces travaux à travers des perspectives qui s'organise autour d'approches complémentaires.

## Perspectives

Dans un premier temps, l'exploration des comportements thermique et dynamique du condenseur reste à poursuivre, notamment vis-à-vis de l'influence des paramètres géométriques figés dans nos travaux : nature et dimension du tube, rugosité et structuration de la surface interne, angle d'inclinaison, etc. Parmi ces paramètres, l'angle d'inclinaison ainsi que la rugosité et la structuration de la surface interne nous semblent les paramètres à étudier en priorité. De plus, les gammes de pression de saturation et de débit de vapeur investigués pourraient être étendus.

Malgré les corrélations qualitatives entre les résultats numériques et expérimentaux, il reste des efforts à mener sur la modélisation. Tout d'abord, un travail d'optimisation est nécessaire pour réduire les temps de calcul demeurant significativement importants. Pour la gestion du maillage, une approche octree pourrait assurer une meilleure gestion de la résolution au voisinage de l'interface tout en assurant une résolution plus large dans les zones au sein de l'écoulement.



# Bibliographie

- [1] André BONTEMPS et al. « Échangeurs de chaleur - Description des échangeurs ». fr. In : (1995), p. 30.
- [2] *Heat Exchanger Market Size, Share & COVID-19 Impact Analysis, By Type (Shell & Tube, Plate & Frame, Air Coolers, Cooling Towers, Others), By Application (Chemicals, Oil & Gas, Power Generation, HVAC, Automobile, Pharmaceuticals, Food & Beverages, Others), and Regional Forecast, 2021-2028*. en. Rapp. tech. Avr. 2021. URL : <https://www.fortunebusinessinsights.com/enquiry/customization/heat-exchangers-market-100919>.
- [3] P. DAL ZOTTO et al. *Ménotech. Génie énergétique*. fr. OCLC : 492787087. Paris : Casteilla, sept. 2000. ISBN : 978-2-7135-2122-5.
- [4] Pierre J. RAPIN et Patrick JACQUARD. *Installations frigorifiques. Tome 1 : Eléments de physique appliqués à la théorie des installations frigorifiques*. fr. 7. éd. Ivry-sur-Seine : PYC-Éd, nov. 1996. ISBN : 978-2-911008-07-8.
- [5] Guus J.M. VELDERS et al. « Future atmospheric abundances and climate forcings from scenarios of global and regional hydrofluorocarbon (HFC) emissions ». en. In : *Atmospheric Environment* 123 (déc. 2015), p. 200-209. ISSN : 13522310. DOI : 10.1016/j.atmosenv.2015.10.071. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S135223101530488X>.
- [6] Satish KANDLIKAR et al. *Heat transfer and fluid flow in minichannels and microchannels*. eng. Elsevier, 2006. ISBN : 978-0-08-044527-4.
- [7] John G. COLLIER et John R. THOME. *Convective boiling and condensation*. eng. 3. ed. in paperback, repr. The Oxford engineering science series 38. Oxford : Clarendon Press, 2001. ISBN : 978-0-19-856296-2.
- [8] P. CHENG et H.Y. WU. « Mesoscale and Microscale Phase-Change Heat Transfer ». en. In : *Advances in Heat Transfer*. T. 39. Elsevier, 2006, p. 461-563. ISBN : 978-0-12-020039-9. DOI : 10.1016/S0065-2717(06)39005-3. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0065271706390053>.
- [9] Yunus A. ÇENGEL. *Heat transfer : a practical approach*. eng. International ed., 2. ed. McGraw-Hill series in mechanical engineering. Boston, Mass. : McGraw-Hill, 2003. ISBN : 978-0-07-245893-0 978-0-07-115150-4.
- [10] W. M. ROHSENOW. « Heat Transfer and Temperature Distribution in Laminar-Film Condensation ». en. In : *Journal of Fluids Engineering* 78.8 (nov. 1956), p. 1645-1647. ISSN : 0097-6822. DOI : 10.1115/1.4014125. URL : <https://asmedigitalcollection.asme.org/fluidsengineering/article/78/8/1645/1137528/Heat-Transfer-and-Temperature-Distribution-in>.
- [11] W.J. MINKOWYCZ et E.M. SPARROW. « Condensation heat transfer in the presence of non-condensables, interfacial resistance, superheating, variable properties, and diffusion ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 9.10 (oct. 1966), p. 1125-1144. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/0017-9310(66)90035-4. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0017931066900354>.

- [12] John R THOME et WIELAND-WERKE. *The Heat Transfer Data Book III Enhanced heat transfer design methods for tubular heat exchangers*. English. OCLC : 962096023. 2016. ISBN : 978-3-934736-37-5. URL : <https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:101:1-201610183373> (visité le 22/11/2021).
- [13] I. SHEKRILADZE et Sh. MESTVIRISHVILI. « High-rate condensation process theory of vapour flow inside a vertical cylinder ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 16.4 (avr. 1973), p. 715-724. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/0017-9310(73)90085-9. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0017931073900859>.
- [14] Anthony F. MILLS. *Basic heat and mass transfer*. eng. 2nd ed. Upper Saddle River, NJ : Prentice Hall, 1999. ISBN : 978-0-13-096247-8.
- [15] Vijay DHIR et John LIENHARD. « Laminar Film Condensation on Plane and Axisymmetric Bodies in Nonuniform Gravity ». en. In : *Journal of Heat Transfer* 93.1 (fév. 1971), p. 97-100. ISSN : 0022-1481, 1528-8943. DOI : 10.1115/1.3449773. URL : <https://asmedigitalcollection.asme.org/heattransfer/article/93/1/97/430807/Laminar-Film-Condensation-on-Plane-and>.
- [16] Frank P. INCROPERA et al., éd. *Fundamentals of heat and mass transfer*. en. 6. ed. Hoboken, NJ : Wiley, 2007. ISBN : 978-0-471-45728-2.
- [17] Fujii TETSU, Uehara HARUO et Kurata CHIKATOSHI. « Laminar filmwise condensation of flowing vapour on a horizontal cylinder ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 15.2 (fév. 1972), p. 235-246. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/0017-9310(72)90071-3. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0017931072900713>.
- [18] M.M. SHAH. « A general correlation for heat transfer during film condensation inside pipes ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 22.4 (avr. 1979), p. 547-556. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/0017-9310(79)90058-9. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0017931079900589>.
- [19] M. Mohammed SHAH. « An Improved and Extended General Correlation for Heat Transfer During Condensation in Plain Tubes ». en. In : *HVAC&R Research* 15.5 (sept. 2009), p. 889-913. ISSN : 1078-9669. DOI : 10.1080/10789669.2009.10390871. URL : <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10789669.2009.10390871>.
- [20] O. CHARRE et al. « General Model for Plate Heat Exchanger Performance Prediction ». en. In : *Journal of Enhanced Heat Transfer* 9.5-6 (2002), p. 6. ISSN : 1065-5131. DOI : 10.1615/JEnhHeatTransf.v9.i5-6.20. URL : <http://www.dl.begellhouse.com/journals/4c8f5faa331b09ea,58a2bcc1160fb3ff,33237cde42b0d8a1.html>.
- [21] S. MEZIANI et al. « Condensation dans les Échangeurs à Plaques Brasées EXEL ». In : *Journée SFT. Thermodynamique et transfert en condensation* (2004).
- [22] F. G. CARPENTER et A. P. COLBURN. « The effect of vapor velocity on condensation inside tubes ». In : *General Discussion of Heat Transfer, The Institute of Mechanical Engineers and ASME* (1951), p. 20-26.
- [23] H.M. SOLIMAN. « The mist-annular transition during condensation and its influence on the heat transfer mechanism ». en. In : *International Journal of Multiphase Flow* 12.2 (mars 1986), p. 277-288. ISSN : 03019322. DOI : 10.1016/0301-9322(86)90030-3. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0301932286900303>.
- [24] Donald P TRAVISS, Anton B BARON et Warren M ROHSENOW. *Forced-convection Condensation inside Tubes*. en. Technical report 74. Massachusetts Institute of Technology, Heat Transfer Laboratory, 1971.
- [25] R.W. LOCKHART et R.C. MARTINELLI. « Proposed correlation of data for isothermal two-phase, two-component flow in pipes ». en. In : *Chemical Engineering Progress* 45 (1949), p. 38-48.
- [26] S. VEMURI et al. « Long term testing for dropwise condensation using self-assembled monolayer coatings of n-octadecyl mercaptan ». en. In : *Applied Thermal Engineering* 26.4 (mars 2006), p. 421-429. ISSN : 13594311. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2005.05.022.

- URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1359431105001985> (visité le 25/03/2022).
- [27] Abhra CHATTERJEE et al. « Enhancement of condensation heat transfer with patterned surfaces ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 71 (avr. 2014), p. 675-681. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.12.069. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931014000027>.
- [28] Alfred LEIPERTZ et Andreas Paul FRÖBA. « Improvement of Condensation Heat Transfer by Surface Modifications ». en. In : *Heat Transfer Engineering* 29.4 (avr. 2008), p. 343-356. ISSN : 0145-7632, 1521-0537. DOI : 10.1080/01457630701821563. URL : <https://www.tandfonline.com/doi/full/10.1080/01457630701821563>.
- [29] Michael H. RAUSCH, Alfred LEIPERTZ et Andreas P. FRÖBA. « On the Characteristics of Ion Implanted Metallic Surfaces Inducing Dropwise Condensation of Steam ». en. In : *Langmuir* 26.8 (avr. 2010), p. 5971-5975. ISSN : 0743-7463, 1520-5827. DOI : 10.1021/la904293f. URL : <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/la904293f>.
- [30] Danilo SAKAY, Couton DOMINIQUE et Plourde FRÉDÉRIC. « Experimental dropwise condensation of unsaturated humid air – Influence of humidity level on latent and convective heat transfer for fully developed turbulent flow ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 102 (nov. 2016), p. 846-855. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.06.001. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S001793101531560X>.
- [31] G. KOCH, D. C. ZHANG et A. LEIPERTZ. « Condensation of steam on the surface of hard coated copper discs ». In : *Heat and Mass Transfer* 32.3 (fév. 1997), p. 149-156. ISSN : 0947-7411, 1432-1181. DOI : 10.1007/s002310050105. URL : <http://link.springer.com/10.1007/s002310050105>.
- [32] S. VEMURI et K.J. KIM. « An experimental and theoretical study on the concept of dropwise condensation ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 49.3-4 (fév. 2006), p. 649-657. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2005.08.016. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931005005399>.
- [33] John R. THOME. *The Heat Transfer Data Book III Enhanced heat transfer design methods for tubular heat exchangers*. English. OCLC : 962096023. 2016. ISBN : 978-3-934736-37-5. URL : <https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:101:1-201610183373>.
- [34] John W COLEMAN et Srinivas GARIMELLA. « Two-phase flow regimes in round, square and rectangular tubes during condensation of refrigerant R134a ». en. In : *International Journal of Refrigeration* 26.1 (jan. 2003), p. 117-128. ISSN : 01407007. DOI : 10.1016/S0140-7007(02)00013-0. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0140700702000130>.
- [35] D. CHISHOLM. « Pressure gradients due to friction during the flow of evaporating two-phase mixtures in smooth tubes and channels ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 16.2 (fév. 1973), p. 347-358. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/0017-9310(73)90063-X. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/001793107390063X>.
- [36] Lutz FRIEDEL. « Druckabfall bei der Strömung von Gas/Dampf-Flüssigkeits-Gemischen in Rohren : Druckabfall bei der Strömung von Gas/Dampf-Flüssigkeits-Gemischen in Rohren ». de. In : *Chemie Ingenieur Technik* 50.3 (1978), p. 167-180. ISSN : 0009286X. DOI : 10.1002/cite.330500304. URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/cite.330500304>.
- [37] T.N TRAN et al. « Two-phase pressure drop of refrigerants during flow boiling in small channels : an experimental investigation and correlation development ». en. In : *International Journal of Multiphase Flow* 26.11 (nov. 2000), p. 1739-1754. ISSN : 03019322. DOI : 10.1016/S0301-9322(99)00119-6. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932299001196>.

- [38] K. MISHIMA et T. HIBIKI. « Some characteristics of air-water two-phase flow in small diameter vertical tubes ». en. In : *International Journal of Multiphase Flow* 22.4 (août 1996), p. 703-712. ISSN : 03019322. DOI : 10.1016/0301-9322(96)00010-9. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0301932296000109>.
- [39] Ulf C. ANDRESEN et al. « Pressure drop during near-critical-pressure condensation of refrigerant blends ». en. In : *International Journal of Refrigeration* 59 (nov. 2015), p. 1-13. ISSN : 01407007. DOI : 10.1016/j.ijrefrig.2015.07.016. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0140700715002236>.
- [40] Alberto CAVALLINI et Roberto ZECCHIN. « A dimensionless correlation for heat transfer in forced convection condensation ». en. In : *5th International Heat Transfer Conference 3* (1974), p. 309-313. DOI : 10.1615/IHTC5.1220.
- [41] Georges EL ACHKAR, Patrick QUEECKERS et Carlo Saverio IORIO. « Experimental investigation of condensation flows in circular cross-section channel ». en. In : *Applied Thermal Engineering* 145 (déc. 2018), p. 147-154. ISSN : 13594311. DOI : 10.1016/j.applthermaleng.2018.08.077. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1359431118339504>.
- [42] Bu-Xuan WANG et Xiao-Ze DU. « Study on laminar film-wise condensation for vapor flow in an inclined small/mini-diameter tube ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43.10 (mai 2000), p. 1859-1868. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/S0017-9310(99)00256-2. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931099002562>.
- [43] Chien-Yuh YANG et Cheng-Chou SHIEH. « Flow pattern of air-water and two-phase R-134a in small circular tubes ». en. In : *International Journal of Multiphase Flow* 27.7 (juill. 2001), p. 1163-1177. ISSN : 03019322. DOI : 10.1016/S0301-9322(00)00070-7. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932200000707>.
- [44] K.A. TRIPLETT et al. « Gas-liquid two-phase flow in microchannels Part I : two-phase flow patterns ». en. In : *International Journal of Multiphase Flow* 25.3 (1999), p. 377-394. ISSN : 0301-9322. DOI : 10.1016/S0301-9322(98)00054-8. URL : <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0301932298000548>.
- [45] Marko MATKOVIC et al. « Experimental study on condensation heat transfer inside a single circular minichannel ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 52.9-10 (avr. 2009), p. 2311-2323. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2008.11.013. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931008006509>.
- [46] Hidetaka HARAGUCHI, Shigeru KOYAMA et Tetsu FUJII. « Condensation of Refrigerants HCFC 22, HFC 134a and HCFC 123 in a Horizontal Smooth Tube. 2nd Report, Proposals of Empirical Expressions for Local Heat Transfer Coefficient. » en. In : *Transactions of the Japan Society of Mechanical Engineers Series B* 60.574 (1994), p. 2117-2124. ISSN : 0387-5016, 1884-8346. DOI : 10.1299/kikaib.60.2117. URL : [http://www.jstage.jst.go.jp/article/kikaib1979/60/574/60\\_574\\_2117/\\_article/-char/ja/](http://www.jstage.jst.go.jp/article/kikaib1979/60/574/60_574_2117/_article/-char/ja/).
- [47] Hyounghoon LEE, Issam MUDAWAR et Mohammad M. HASAN. « Flow condensation in horizontal tubes ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 66 (nov. 2013), p. 31-45. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2013.06.044. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931013005127>.
- [48] Xiangchao HUANG et al. « Influence of oil on flow condensation heat transfer of R410A inside 4.18mm and 1.6mm inner diameter horizontal smooth tubes ». en. In : *International Journal of Refrigeration* 33.1 (jan. 2010), p. 158-169. ISSN : 01407007. DOI : 10.1016/j.ijrefrig.2009.09.008. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0140700709002096>.
- [49] W.W. AKERS, H.A. DEANS et O.K. CROSSER. « Condensing heat transfer within horizontal tubes ». en. In : *Chemical Engineering Progress* 55 (jan. 1959). URL : <https://www.osti.gov/biblio/4193612>.

- [50] Tadeusz BOHDAL, Henryk CHARUN et Małgorzata SIKORA. « Comparative investigations of the condensation of R134a and R404A refrigerants in pipe minichannels ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 54.9-10 (avr. 2011), p. 1963-1974. ISSN : 00179310. DOI : [10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.01.005](https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2011.01.005). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S001793101100007X>.
- [51] M. K. DOBSON et J. C. CHATO. « Condensation in Smooth Horizontal Tubes ». en. In : *Journal of Heat Transfer* 120.1 (fév. 1998), p. 193-213. ISSN : 0022-1481, 1528-8943. DOI : [10.1115/1.2830043](https://doi.org/10.1115/1.2830043). URL : <https://asmedigitalcollection.asme.org/heattransfer/article/120/1/193/383062/Condensation-in-Smooth-Horizontal-Tubes>.
- [52] Shigeru KOYAMA et al. « An experimental study on condensation of refrigerant R134a in a multi-port extruded tube ». en. In : *International Journal of Refrigeration* 26.4 (juin 2003), p. 425-432. ISSN : 01407007. DOI : [10.1016/S0140-7007\(02\)00155-X](https://doi.org/10.1016/S0140-7007(02)00155-X). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S014070070200155X>.
- [53] S.W. CHURCHILL. « Friction-factor equation spans all fluid-flow regimes ». en. In : *Chemical Engineering* (nov. 1977), p. 91-92.
- [54] A.L. SOUZA et al. *Pressure drop during two-phase flow of refrigerants in horizontal smooth tubes*. en. Technical Report. College of Engineering. University of Illinois at Urbana-Champaign., oct. 1992. URL : <http://hdl.handle.net/2142/9726>.
- [55] Han Ju LEE et Sang Yong LEE. « Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights ». en. In : *International Journal of Multiphase Flow* (2001), p. 14.
- [56] Francis H. HARLOW et J. Eddie WELCH. « Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface ». en. In : *Physics of Fluids* 8.12 (1965), p. 2182. ISSN : 00319171. DOI : [10.1063/1.1761178](https://doi.org/10.1063/1.1761178). URL : <https://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.1761178>.
- [57] William RIDER et Douglas KOTHE. « Stretching and tearing interface tracking methods ». en. In : *12th Computational Fluid Dynamics Conference*. San Diego, CA, U.S.A. : American Institute of Aeronautics et Astronautics, juin 1995. DOI : [10.2514/6.1995-1717](https://doi.org/10.2514/6.1995-1717). URL : <https://arc.aiaa.org/doi/10.2514/6.1995-1717>.
- [58] Salih Ozen UNVERDI et Grétar TRYGGVASON. « A front-tracking method for viscous, incompressible, multi-fluid flows ». en. In : *Journal of Computational Physics* 100.1 (mai 1992), p. 25-37. ISSN : 00219991. DOI : [10.1016/0021-9991\(92\)90307-K](https://doi.org/10.1016/0021-9991(92)90307-K). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/002199919290307K>.
- [59] Asghar ESMAEELI et Grétar TRYGGVASON. « Direct numerical simulations of bubbly flows. Part 1. Low Reynolds number arrays ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 377 (déc. 1998), p. 313-345. ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : [10.1017/S0022112098003176](https://doi.org/10.1017/S0022112098003176). URL : [https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112098003176/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112098003176/type/journal_article).
- [60] Asghar ESMAEELI et Grétar TRYGGVASON. « Direct numerical simulations of bubbly flows Part 2. Moderate Reynolds number arrays ». en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 385 (avr. 1999), p. 325-358. ISSN : 0022-1120, 1469-7645. DOI : [10.1017/S0022112099004310](https://doi.org/10.1017/S0022112099004310). URL : [https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112099004310/type/journal\\_article](https://www.cambridge.org/core/product/identifier/S0022112099004310/type/journal_article).
- [61] G. TRYGGVASON et al. « A Front-Tracking Method for the Computations of Multiphase Flow ». en. In : *Journal of Computational Physics* 169.2 (mai 2001), p. 708-759. ISSN : 00219991. DOI : [10.1006/jcph.2001.6726](https://doi.org/10.1006/jcph.2001.6726). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999101967269>.
- [62] M. van SINT ANNALAND et al. « Numerical simulation of behavior of gas bubbles using a 3-D front-tracking method ». en. In : *AIChE Journal* 52.1 (jan. 2006), p. 99-110. ISSN : 0001-1541, 1547-5905. DOI : [10.1002/aic.10607](https://doi.org/10.1002/aic.10607). URL : <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/aic.10607>.



- [63] W. F. NOH et Paul WOODWARD. « SLIC (Simple Line Interface Calculation) ». en. In : *Proceedings of the Fifth International Conference on Numerical Methods in Fluid Dynamics June 28 – July 2, 1976 Twente University, Enschede*. Sous la dir. de J. EHLERS et al. T. 59. Series Title : Lecture Notes in Physics. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1976, p. 330-340. ISBN : 978-3-540-08004-6 978-3-540-37548-7. DOI : [10.1007/3-540-08004-X\\_336](https://doi.org/10.1007/3-540-08004-X_336). URL : [http://link.springer.com/10.1007/3-540-08004-X\\_336](http://link.springer.com/10.1007/3-540-08004-X_336).
- [64] C.W HIRT et B.D NICHOLS. « Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries ». en. In : *Journal of Computational Physics* 39.1 (jan. 1981), p. 201-225. ISSN : 00219991. DOI : [10.1016/0021-9991\(81\)90145-5](https://doi.org/10.1016/0021-9991(81)90145-5). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0021999181901455>.
- [65] Murray RUDMAN. « Volume-tracking methods for interfacial flow calculations ». en. In : *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 24.7 (avr. 1997), p. 671-691. ISSN : 0271-2091, 1097-0363. DOI : [10.1002/\(SICI\)1097-0363\(19970415\)24:7<671::AID-FLD508>3.0.CO;2-9](https://doi.org/10.1002/(SICI)1097-0363(19970415)24:7<671::AID-FLD508>3.0.CO;2-9). URL : [https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/\(SICI\)1097-0363\(19970415\)24:7<671::AID-FLD508>3.0.CO;2-9](https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/(SICI)1097-0363(19970415)24:7<671::AID-FLD508>3.0.CO;2-9).
- [66] William J. RIDER et Douglas B. KOTHE. « Reconstructing Volume Tracking ». en. In : *Journal of Computational Physics* 141.2 (avr. 1998), p. 112-152. ISSN : 00219991. DOI : [10.1006/jcph.1998.5906](https://doi.org/10.1006/jcph.1998.5906). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S002199919895906X>.
- [67] Ruben SCARDOVELLI et Stéphane ZALESKI. « Direct Numerical Simulation of free-surface and interfacial flow ». en. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 31.1 (jan. 1999), p. 567-603. ISSN : 0066-4189, 1545-4479. DOI : [10.1146/annurev.fluid.31.1.567](https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.31.1.567). URL : <https://www.annualreviews.org/doi/10.1146/annurev.fluid.31.1.567>.
- [68] S POPINET et S ZALESKI. « A front-tracking algorithm for accurate representation of surface tension ». en. In : *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 30.6 (), p. 31.
- [69] M. BUSSMANN, J. MOSTAGHIMI et S. CHANDRA. « On a three-dimensional volume tracking model of droplet impact ». en. In : *Physics of Fluids* 11.6 (juin 1999), p. 1406-1417. ISSN : 1070-6631, 1089-7666. DOI : [10.1063/1.870005](https://doi.org/10.1063/1.870005). URL : <http://aip.scitation.org/doi/10.1063/1.870005>.
- [70] M. van SINT ANNALAND, N.G. DEEN et J.A.M. KUIPERS. « Numerical simulation of gas bubbles behaviour using a three-dimensional volume of fluid method ». en. In : *Chemical Engineering Science* 60.11 (juin 2005), p. 2999-3011. ISSN : 00092509. DOI : [10.1016/j.ces.2005.01.031](https://doi.org/10.1016/j.ces.2005.01.031). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0009250905000564>.
- [71] Stanley OSHER et James A SETHIAN. « Fronts propagating with curvature-dependent speed : Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations ». en. In : *Journal of Computational Physics* 79.1 (nov. 1988), p. 12-49. ISSN : 00219991. DOI : [10.1016/0021-9991\(88\)90002-2](https://doi.org/10.1016/0021-9991(88)90002-2). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0021999188900022>.
- [72] Mark SUSSMAN, Peter SMERKA et Stanley OSHER. « A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow ». en. In : *Journal of Computational Physics* 114.1 (sept. 1994), p. 146-159. ISSN : 00219991. DOI : [10.1006/jcph.1994.1155](https://doi.org/10.1006/jcph.1994.1155). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999184711557>.
- [73] J.A. SETHIAN. « Evolution, Implementation, and Application of Level Set and Fast Marching Methods for Advancing Fronts ». en. In : *Journal of Computational Physics* 169.2 (mai 2001), p. 503-555. ISSN : 00219991. DOI : [10.1006/jcph.2000.6657](https://doi.org/10.1006/jcph.2000.6657). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999100966579>.
- [74] Mark SUSSMAN et Elbridge Gerry PUCKETT. « A Coupled Level Set and Volume-of-Fluid Method for Computing 3D and Axisymmetric Incompressible Two-Phase Flows ». en. In : *Journal of Computational Physics* 162.2 (août 2000), p. 301-337. ISSN : 00219991. DOI : [10.1006/jcph.2000.6537](https://doi.org/10.1006/jcph.2000.6537). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999100965379>.

- [75] CHORIN. « The numerical solution of the Navier-Stokes equations for an incompressible fluid ». en. In : *Bulletin of the American Mathematical Society* 73.6 (nov. 1967), p. 928-932. ISSN : 0002-9904. DOI : [10.1090/S0002-9904-1967-11853-6](https://doi.org/10.1090/S0002-9904-1967-11853-6). URL : <http://www.ams.org/journal-getitem?pii=S0002-9904-1967-11853-6>.
- [76] R. TEMAM. « Une méthode d'approximation de la solution des équations de Navier-Stokes ». fr. In : *Bulletin de la Société mathématique de France* 79 (1968), p. 115-152. ISSN : 0037-9484, 2102-622X. DOI : [10.24033/bsmf.1662](https://doi.org/10.24033/bsmf.1662). URL : [http://www.numdam.org/item?id=BSMF\\_1968\\_\\_96\\_\\_115\\_0](http://www.numdam.org/item?id=BSMF_1968__96__115_0).
- [77] Ronald P FEDKIW et al. « A Non-oscillatory Eulerian Approach to Interfaces in Multimaterial Flows (the Ghost Fluid Method) ». en. In : *Journal of Computational Physics* 152.2 (juill. 1999), p. 457-492. ISSN : 00219991. DOI : [10.1006/jcph.1999.6236](https://doi.org/10.1006/jcph.1999.6236). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999199962368>.
- [78] Xu-Dong LIU, Ronald P. FEDKIW et Myungjoo KANG. « A Boundary Condition Capturing Method for Poisson's Equation on Irregular Domains ». en. In : *Journal of Computational Physics* 160.1 (mai 2000), p. 151-178. ISSN : 00219991. DOI : [10.1006/jcph.2000.6444](https://doi.org/10.1006/jcph.2000.6444). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999100964441>.
- [79] Gilbert STRANG. « On the Construction and Comparison of Difference Schemes ». en. In : *SIAM Journal on Numerical Analysis* 5.3 (sept. 1968), p. 506-517. ISSN : 0036-1429, 1095-7170. DOI : [10.1137/0705041](https://doi.org/10.1137/0705041). URL : <http://epubs.siam.org/doi/10.1137/0705041>.
- [80] M. SUSSMAN et al. « A sharp interface method for incompressible two-phase flows ». en. In : *Journal of Computational Physics* 221.2 (fév. 2007), p. 469-505. ISSN : 00219991. DOI : [10.1016/j.jcp.2006.06.020](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2006.06.020). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999106002981>.
- [81] Sigal GOTTLIEB et Chi-Wang SHU. « Total variation diminishing Runge-Kutta schemes ». en. In : *Mathematics of Computation of the American Mathematical Society* 67.221 (jan. 1998), p. 73-85. ISSN : 0025-5718, 1088-6842. DOI : [10.1090/S0025-5718-98-00913-2](https://doi.org/10.1090/S0025-5718-98-00913-2). URL : <http://www.ams.org/jourcgi/jour-getitem?pii=S0025-5718-98-00913-2>.
- [82] Zhaoyuan WANG et al. « A coupled level set and volume-of-fluid method for sharp interface simulation of plunging breaking waves ». en. In : *International Journal of Multiphase Flow* 35.3 (mars 2009), p. 227-246. ISSN : 03019322. DOI : [10.1016/j.ijmultiphaseflow.2008.11.004](https://doi.org/10.1016/j.ijmultiphaseflow.2008.11.004). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932208001833>.
- [83] Myungjoo KANG, Ronald P FEDKIW et Xu-Dong LIU. « A Boundary Condition Capturing Method for Multiphase Incompressible Flow ». en. In : (2000), p. 38.
- [84] J LÓPEZ et al. « A volume of fluid method based on multidimensional advection and spline interface reconstruction ». en. In : *Journal of Computational Physics* 195.2 (avr. 2004), p. 718-742. ISSN : 00219991. DOI : [10.1016/j.jcp.2003.10.030](https://doi.org/10.1016/j.jcp.2003.10.030). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999103005801>.
- [85] J. R. GRACE. « Shapes and Velocities of Bubbles Rising in Infinite Liquids ». en. In : *Institution of Chemical Engineers* 51 (1973), p. 116-120.
- [86] G. BRERETON et D. KOROTNEY. « Coaxial and Oblique Coalescence of Two Rising Bubbles ». en. In : *American Society of Mechanical Engineers* 119 (1991), p. 1-7.
- [87] Henk K. VERSTEEG et Weeratunge MALALASEKERA. *An introduction to computational fluid dynamics : the finite volume method*. en. 2nd Edition. Harlow : Pearson/Prentice Hall, 2007. ISBN : 978-0-13-127498-3.
- [88] B.P. LEONARD. « A stable and accurate convective modelling procedure based on quadratic upstream interpolation ». en. In : *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 19.1 (juin 1979), p. 59-98. ISSN : 00457825. DOI : [10.1016/0045-7825\(79\)90034-3](https://doi.org/10.1016/0045-7825(79)90034-3). URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0045782579900343>.
- [89] Bram VAN LEER. « Towards the ultimate conservative difference scheme. V. A second-order sequel to Godunov's method ». en. In : *Journal of Computational Physics* 32.1 (juill. 1979),

- p. 101-136. ISSN : 00219991. DOI : 10.1016/0021-9991(79)90145-1. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0021999179901451>.
- [90] Robert Byron BIRD, Warren E. STEWART et Edwin N. LIGHTFOOT. *Transport phenomena*. eng. Revised ed. New York : Wiley, 2007. ISBN : 978-0-470-11539-8.
- [91] L. YANG et al. « Direct numerical simulation of mass transfer and mixing in complex two-phase systems using a coupled volume of fluid and immersed boundary method ». en. In : *Chemical Engineering Science : X* 5 (jan. 2020), p. 100059. ISSN : 25901400. DOI : 10.1016/j.cesx.2020.100059. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S2590140020300058>.
- [92] Duc Q. NGUYEN, Ronald P. FEDKIW et Myungjoo KANG. « A Boundary Condition Capturing Method for Incompressible Flame Discontinuities ». en. In : *Journal of Computational Physics* 172.1 (sept. 2001), p. 71-98. ISSN : 00219991. DOI : 10.1006/jcph.2001.6812. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999101968123>.
- [93] Yohei SATO et Bojan NIČENO. « A sharp-interface phase change model for a mass-conservative interface tracking method ». en. In : *Journal of Computational Physics* 249 (sept. 2013), p. 127-161. ISSN : 00219991. DOI : 10.1016/j.jcp.2013.04.035. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999113003197>.
- [94] N. SAMKHANIANI et M.R. ANSARI. « Numerical simulation of bubble condensation using CF-VOF ». en. In : *Progress in Nuclear Energy* 89 (mai 2016), p. 120-131. ISSN : 01491970. DOI : 10.1016/j.pnucene.2016.02.004. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0149197016300269>.
- [95] Wen Ho LEE. *Computational Methods for Two-Phase Flow and Particle Transport*. en. WORLD SCIENTIFIC, mai 2013. ISBN : 978-981-4460-27-9 978-981-4460-28-6. DOI : 10.1142/8683. URL : <http://www.worldscientific.com/worldscibooks/10.1142/8683>.
- [96] Sandra C.K. DE SCHEPPER, Geraldine J. HEYNDERICKX et Guy B. MARIN. « Modeling the evaporation of a hydrocarbon feedstock in the convection section of a steam cracker ». en. In : *Computers & Chemical Engineering* 33.1 (jan. 2009), p. 122-132. ISSN : 00981354. DOI : 10.1016/j.compchemeng.2008.07.013. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0098135408001233>.
- [97] Hyoungsoon LEE et al. « Experimental and computational investigation of vertical downflow condensation ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 85 (juin 2015), p. 865-879. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.02.037. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931015002008>.
- [98] Robert W. SCHRAGE. *A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer*. Columbia University Press, déc. 1953. ISBN : 978-0-231-87736-7. DOI : 10.7312/schr90162. URL : <https://www.degruyter.com/document/doi/10.7312/schr90162/html>.
- [99] Chirag R. KHARANGATE, Hyoungsoon LEE et Issam MUDAWAR. « Computational modeling of turbulent evaporating falling films ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 81 (fév. 2015), p. 52-62. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2014.09.068. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931014008722>.
- [100] Ichiro TANASAWA. « Advances in Condensation Heat Transfer ». en. In : *Advances in Heat Transfer*. T. 21. Elsevier, 1991, p. 55-139. ISBN : 978-0-12-020021-4. DOI : 10.1016/S0065-2717(08)70334-4. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0065271708703344>.
- [101] Chirag R. KHARANGATE et Issam MUDAWAR. « Review of computational studies on boiling and condensation ». en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 108 (mai 2017), p. 1164-1196. ISSN : 00179310. DOI : 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.12.065. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0017931016320051>.
- [102] Frédéric GIBOU et al. « A level set based sharp interface method for the multiphase incompressible Navier–Stokes equations with phase change ». en. In : *Journal of Computational Physics*

- 222.2 (mars 2007), p. 536-555. ISSN : 00219991. DOI : 10.1016/j.jcp.2006.07.035. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999106003652>.
- [103] Bogdan Alexandru NICHITA et John Richard THOME. « A level set method and a heat transfer model implemented into FLUENT for modeling of microscale two phase flows ». en. In : (2010), p. 15.
- [104] Tariq D. ASLAM. « A partial differential equation approach to multidimensional extrapolation ». en. In : *Journal of Computational Physics* 193.1 (jan. 2004), p. 349-355. ISSN : 00219991. DOI : 10.1016/j.jcp.2003.08.001. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999103004170>.
- [105] Sébastien TANGUY, Thibaut MÉNARD et Alain BERLEMONT. « A Level Set Method for vaporizing two-phase flows ». en. In : *Journal of Computational Physics* 221.2 (fév. 2007), p. 837-853. ISSN : 00219991. DOI : 10.1016/j.jcp.2006.07.003. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999106003214>.
- [106] Benjamin LALANNE et al. « On the computation of viscous terms for incompressible two-phase flows with Level Set/Ghost Fluid Method ». en. In : *Journal of Computational Physics* 301 (nov. 2015), p. 289-307. ISSN : 00219991. DOI : 10.1016/j.jcp.2015.08.036. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S002199911500563X>.
- [107] Lucia RUEDA VILLEGAS et al. « A Ghost Fluid/Level Set Method for boiling flows and liquid evaporation : Application to the Leidenfrost effect ». en. In : *Journal of Computational Physics* 316 (juill. 2016), p. 789-813. ISSN : 00219991. DOI : 10.1016/j.jcp.2016.04.031. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999116300778>.
- [108] Sébastien TANGUY et al. « Benchmarks and numerical methods for the simulation of boiling flows ». en. In : *Journal of Computational Physics* 264 (mai 2014), p. 1-22. ISSN : 00219991. DOI : 10.1016/j.jcp.2014.01.014. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0021999114000412>.
- [109] Jong Hyeon SON et Il Seouk PARK. « Temperature changes around interface cells in a one-dimensional Stefan condensation problem using four well-known phase-change models ». en. In : *International Journal of Thermal Sciences* 161 (mars 2021), p. 106718. ISSN : 12900729. DOI : 10.1016/j.ijthermalsci.2020.106718. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S1290072920311649>.
- [110] Clément BIELINSKI, Nam LE et Badr KAOUI. « Unsteady mass transfer from a core-shell cylinder in crossflow ». en. In : *Physical Review Fluids* 6.2 (fév. 2021), p. 023501. ISSN : 2469-990X. DOI : 10.1103/PhysRevFluids.6.023501. URL : <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevFluids.6.023501>.
- [111] VDI E. V., éd. *VDI Heat Atlas*. en. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2010. ISBN : 978-3-540-77876-9 978-3-540-77877-6. DOI : 10.1007/978-3-540-77877-6. URL : <http://link.springer.com/10.1007/978-3-540-77877-6>.
- [112] Wei-Wen WILLIAM WANG, Thomas D RADCLIFF et Richard N CHRISTENSEN. « A condensation heat transfer correlation for millimeter-scale tubing with flow regime transition ». en. In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 26.5 (juill. 2002), p. 473-485. ISSN : 08941777. DOI : 10.1016/S0894-1777(02)00162-0. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177702001620>.
- [113] J.E. PARK et al. « Experimental study on condensation heat transfer in vertical minichannels for new refrigerant R1234ze(E) versus R134a and R236fa ». en. In : *Experimental Thermal and Fluid Science* 35.3 (avr. 2011), p. 442-454. ISSN : 08941777. DOI : 10.1016/j.exptthermflusci.2010.11.006. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0894177710002207>.
- [114] Han JU LEE et Sang YONG LEE. « Pressure drop correlations for two-phase flow within horizontal rectangular channels with small heights ». en. In : *International Journal of Multiphase Flow* 27.5 (mai 2001), p. 783-796. ISSN : 03019322. DOI : 10.1016/S0301-9322(00)00050-1. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0301932200000501>.

- [115] M.J. WILSON et al. « Refrigerant charge, pressure drop, and condensation heat transfer in flattened tubes ». en. In : *International Journal of Refrigeration* 26.4 (juin 2003), p. 442-451. ISSN : 01407007. DOI : 10.1016/S0140-7007(02)00157-3. URL : <https://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/S0140700702001573>.

## Annexe A

## Propriétés physiques de l'eau

TABLE A-9

Properties of saturated water

Temp. <i>T</i> , °C	Saturation Pressure <i>P</i> <sub>sat</sub> , kPa	Density $\rho$ , kg/m <sup>3</sup>		Enthalpy of Vaporization <i>h</i> <sub>fg</sub> , kJ/kg	Specific Heat <i>c</i> <sub>p</sub> , J/kg·K		Thermal Conductivity <i>k</i> , W/m·K		Dynamic Viscosity $\mu$ , kg/m·s		Prandtl Number <i>Pr</i>		Volume Expansion Coefficient $\beta$ , 1/K
		Liquid	Vapor		Liquid	Vapor	Liquid	Vapor	Liquid	Vapor	Liquid	Vapor	Liquid
0.01	0.6113	999.8	0.0048	2501	4217	1854	0.561	0.0171	$1.792 \times 10^{-3}$	$0.922 \times 10^{-5}$	13.5	1.00	$-0.068 \times 10^{-3}$
5	0.8721	999.9	0.0068	2490	4205	1857	0.571	0.0173	$1.519 \times 10^{-3}$	$0.934 \times 10^{-5}$	11.2	1.00	$0.015 \times 10^{-3}$
10	1.2276	999.7	0.0094	2478	4194	1862	0.580	0.0176	$1.307 \times 10^{-3}$	$0.946 \times 10^{-5}$	9.45	1.00	$0.733 \times 10^{-3}$
15	1.7051	999.1	0.0128	2466	4185	1863	0.589	0.0179	$1.138 \times 10^{-3}$	$0.959 \times 10^{-5}$	8.09	1.00	$0.138 \times 10^{-3}$
20	2.339	998.0	0.0173	2454	4182	1867	0.598	0.0182	$1.002 \times 10^{-3}$	$0.973 \times 10^{-5}$	7.01	1.00	$0.195 \times 10^{-3}$
25	3.169	997.0	0.0231	2442	4180	1870	0.607	0.0186	$0.891 \times 10^{-3}$	$0.987 \times 10^{-5}$	6.14	1.00	$0.247 \times 10^{-3}$
30	4.246	996.0	0.0304	2431	4178	1875	0.615	0.0189	$0.798 \times 10^{-3}$	$1.001 \times 10^{-5}$	5.42	1.00	$0.294 \times 10^{-3}$
35	5.628	994.0	0.0397	2419	4178	1880	0.623	0.0192	$0.720 \times 10^{-3}$	$1.016 \times 10^{-5}$	4.83	1.00	$0.337 \times 10^{-3}$
40	7.384	992.1	0.0512	2407	4179	1885	0.631	0.0196	$0.653 \times 10^{-3}$	$1.031 \times 10^{-5}$	4.32	1.00	$0.377 \times 10^{-3}$
45	9.593	990.1	0.0655	2395	4180	1892	0.637	0.0200	$0.596 \times 10^{-3}$	$1.046 \times 10^{-5}$	3.91	1.00	$0.415 \times 10^{-3}$
50	12.35	988.1	0.0831	2383	4181	1900	0.644	0.0204	$0.547 \times 10^{-3}$	$1.062 \times 10^{-5}$	3.55	1.00	$0.451 \times 10^{-3}$
55	15.76	985.2	0.1045	2371	4183	1908	0.649	0.0208	$0.504 \times 10^{-3}$	$1.077 \times 10^{-5}$	3.25	1.00	$0.484 \times 10^{-3}$
60	19.94	983.3	0.1304	2359	4185	1916	0.654	0.0212	$0.467 \times 10^{-3}$	$1.093 \times 10^{-5}$	2.99	1.00	$0.517 \times 10^{-3}$
65	25.03	980.4	0.1614	2346	4187	1926	0.659	0.0216	$0.433 \times 10^{-3}$	$1.110 \times 10^{-5}$	2.75	1.00	$0.548 \times 10^{-3}$
70	31.19	977.5	0.1983	2334	4190	1936	0.663	0.0221	$0.404 \times 10^{-3}$	$1.126 \times 10^{-5}$	2.55	1.00	$0.578 \times 10^{-3}$
75	38.58	974.7	0.2421	2321	4193	1948	0.667	0.0225	$0.378 \times 10^{-3}$	$1.142 \times 10^{-5}$	2.38	1.00	$0.607 \times 10^{-3}$
80	47.39	971.8	0.2935	2309	4197	1962	0.670	0.0230	$0.355 \times 10^{-3}$	$1.159 \times 10^{-5}$	2.22	1.00	$0.653 \times 10^{-3}$
85	57.83	968.1	0.3536	2296	4201	1977	0.673	0.0235	$0.333 \times 10^{-3}$	$1.176 \times 10^{-5}$	2.08	1.00	$0.670 \times 10^{-3}$
90	70.14	965.3	0.4235	2283	4206	1993	0.675	0.0240	$0.315 \times 10^{-3}$	$1.193 \times 10^{-5}$	1.96	1.00	$0.702 \times 10^{-3}$
95	84.55	961.5	0.5045	2270	4212	2010	0.677	0.0246	$0.297 \times 10^{-3}$	$1.210 \times 10^{-5}$	1.85	1.00	$0.716 \times 10^{-3}$
100	101.33	957.9	0.5978	2257	4217	2029	0.679	0.0251	$0.282 \times 10^{-3}$	$1.227 \times 10^{-5}$	1.75	1.00	$0.750 \times 10^{-3}$
110	143.27	950.6	0.8263	2230	4229	2071	0.682	0.0262	$0.255 \times 10^{-3}$	$1.261 \times 10^{-5}$	1.58	1.00	$0.798 \times 10^{-3}$
120	198.53	943.4	1.121	2203	4244	2120	0.683	0.0275	$0.232 \times 10^{-3}$	$1.296 \times 10^{-5}$	1.44	1.00	$0.858 \times 10^{-3}$
130	270.1	934.6	1.496	2174	4263	2177	0.684	0.0288	$0.213 \times 10^{-3}$	$1.330 \times 10^{-5}$	1.33	1.01	$0.913 \times 10^{-3}$
140	361.3	921.7	1.965	2145	4286	2244	0.683	0.0301	$0.197 \times 10^{-3}$	$1.365 \times 10^{-5}$	1.24	1.02	$0.970 \times 10^{-3}$
150	475.8	916.6	2.546	2114	4311	2314	0.682	0.0316	$0.183 \times 10^{-3}$	$1.399 \times 10^{-5}$	1.16	1.02	$1.025 \times 10^{-3}$
160	617.8	907.4	3.256	2083	4340	2420	0.680	0.0331	$0.170 \times 10^{-3}$	$1.434 \times 10^{-5}$	1.09	1.05	$1.145 \times 10^{-3}$
170	791.7	897.7	4.119	2050	4370	2490	0.677	0.0347	$0.160 \times 10^{-3}$	$1.468 \times 10^{-5}$	1.03	1.05	$1.178 \times 10^{-3}$
180	1,002.1	887.3	5.153	2015	4410	2590	0.673	0.0364	$0.150 \times 10^{-3}$	$1.502 \times 10^{-5}$	0.983	1.07	$1.210 \times 10^{-3}$
190	1,254.4	876.4	6.388	1979	4460	2710	0.669	0.0382	$0.142 \times 10^{-3}$	$1.537 \times 10^{-5}$	0.947	1.09	$1.280 \times 10^{-3}$
200	1,553.8	864.3	7.852	1941	4500	2840	0.663	0.0401	$0.134 \times 10^{-3}$	$1.571 \times 10^{-5}$	0.910	1.11	$1.350 \times 10^{-3}$
220	2,318	840.3	11.60	1859	4610	3110	0.650	0.0442	$0.122 \times 10^{-3}$	$1.641 \times 10^{-5}$	0.865	1.15	$1.520 \times 10^{-3}$
240	3,344	813.7	16.73	1767	4760	3520	0.632	0.0487	$0.111 \times 10^{-3}$	$1.712 \times 10^{-5}$	0.836	1.24	$1.720 \times 10^{-3}$
260	4,688	783.7	23.69	1663	4970	4070	0.609	0.0540	$0.102 \times 10^{-3}$	$1.788 \times 10^{-5}$	0.832	1.35	$2.000 \times 10^{-3}$
280	6,412	750.8	33.15	1544	5280	4835	0.581	0.0605	$0.094 \times 10^{-3}$	$1.870 \times 10^{-5}$	0.854	1.49	$2.380 \times 10^{-3}$
300	8,581	713.8	46.15	1405	5750	5980	0.548	0.0695	$0.086 \times 10^{-3}$	$1.965 \times 10^{-5}$	0.902	1.69	$2.950 \times 10^{-3}$
320	11,274	667.1	64.57	1239	6540	7900	0.509	0.0836	$0.078 \times 10^{-3}$	$2.084 \times 10^{-5}$	1.00	1.97	
340	14,586	610.5	92.62	1028	8240	11,870	0.469	0.110	$0.070 \times 10^{-3}$	$2.255 \times 10^{-5}$	1.23	2.43	
360	18,651	528.3	144.0	720	14,690	25,800	0.427	0.178	$0.060 \times 10^{-3}$	$2.571 \times 10^{-5}$	2.06	3.73	
374.14	22,090	317.0	317.0	0	—	—	—	—	$0.043 \times 10^{-3}$	$4.313 \times 10^{-5}$			

Note 1: Kinematic viscosity  $\nu$  and thermal diffusivity  $\alpha$  can be calculated from their definitions,  $\nu = \mu/\rho$  and  $\alpha = k/\rho c_p = \nu/Pr$ . The temperatures 0.01°C, 100°C, and 374.14°C are the triple-, boiling-, and critical-point temperatures of water, respectively. The properties listed above (except the vapor density) can be used at any pressure with negligible error except at temperatures near the critical-point value.

Note 2: The unit kJ/kg·°C for specific heat is equivalent to kJ/kg·K, and the unit W/m·°C for thermal conductivity is equivalent to W/m·K.

Source: Viscosity and thermal conductivity data are from J. V. Sengers and J. T. R. Watson, *Journal of Physical and Chemical Reference Data* 15 (1986), pp. 1291–1322. Other data are obtained from various sources or calculated.

FIGURE A.1 – Tableau des propriétés thermodynamiques de l'eau saturée [9]

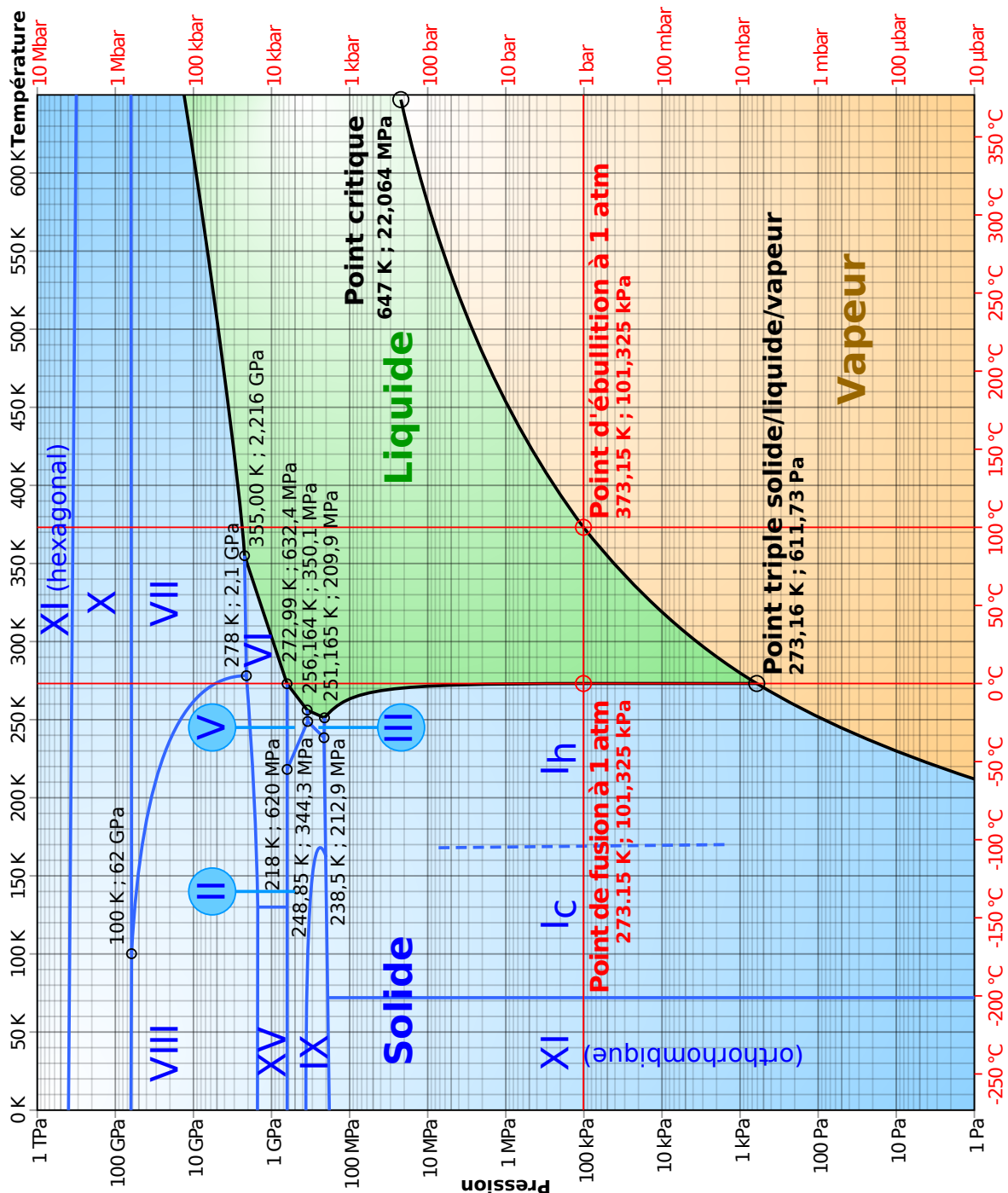


FIGURE A.2 – Diagramme de phase (Wikipédia)

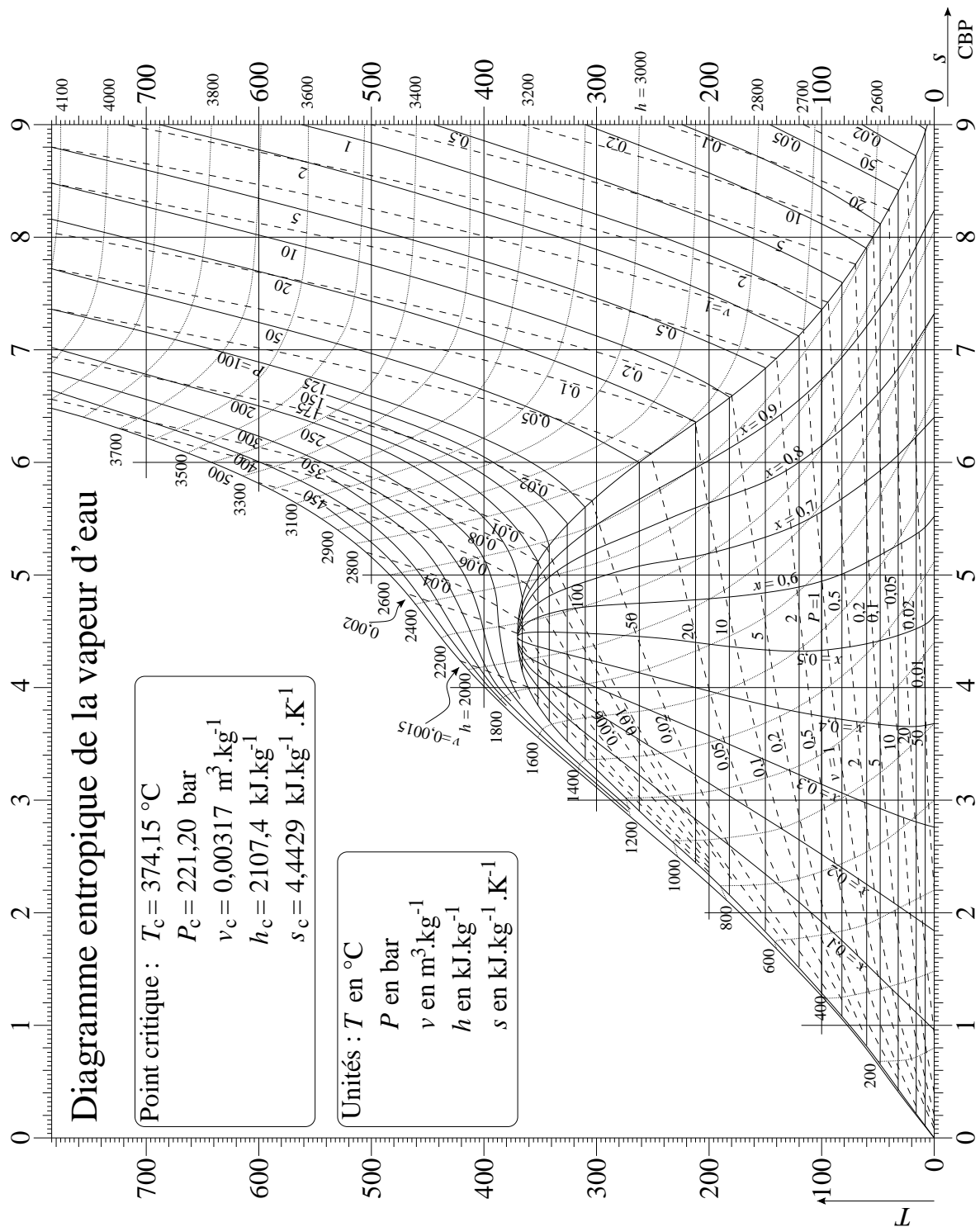


FIGURE A.3 – Diagramme entropique (université de Lorraine)



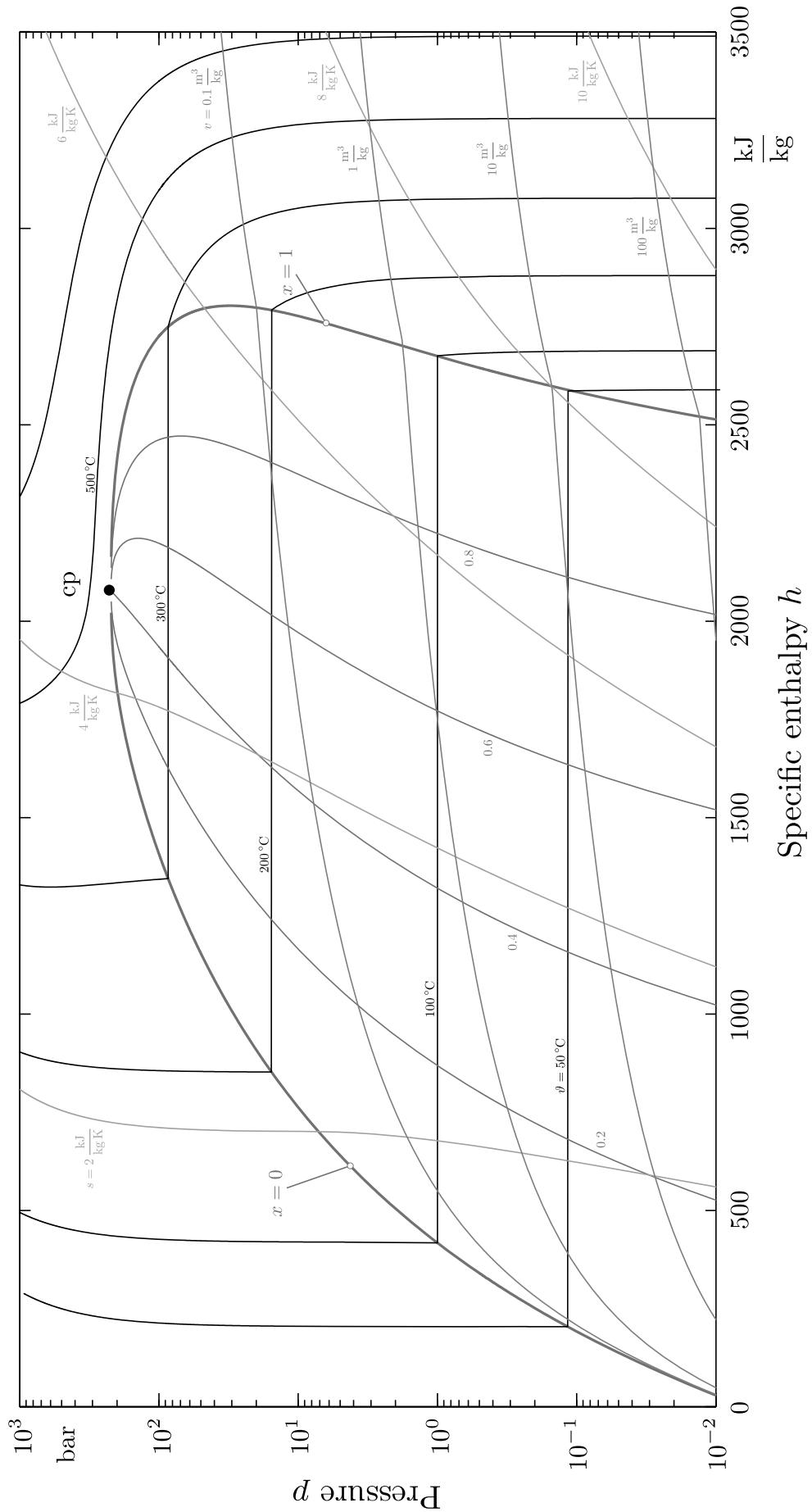


FIGURE A.4 – Diagramme enthalpique (*Technical Thermodynamics for Engineers*)

## Annexe B

# Corrélations empiriques issues de la littérature

## B.1 Coefficient d'échange

Dans la littérature, Il existe 2 principaux types de corrélation : corrélations type Shah et corrélations type Martinelli, qui sont nommés d'après les travaux effectués par Shah (1979) [18] et Lockhart et Martinelli (1949) [25].

### B.1.1 Corrélations de type Shah

Ce type de corrélation n'utilise pas le paramètre de Martinelli. Le coefficient d'échange est exprimé en fonction du titre de vapeur et des paramètres thermodynamique de la phase liquide.

Corrélation d'**Akers et al.** (1959) [49]

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 25,4\text{mm}$
- **Fluide** : propane
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $0 \leq G \leq 217\text{kg/m}^2\text{s}$

La corrélation d'Akers *et al.* (1959) [49] s'appuie uniquement sur un nombre de Reynolds équivalent défini par :

$$\text{Re}_{\text{eq}} = G \left[ (1-x) + x \left( \frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{vap}}} \right)^{0,5} \right] \frac{D_h}{\mu_{\text{liq}}} \quad (\text{B.1})$$

L'écoulement diphasique est équivalent à celui du liquide à nombre de Reynolds équivalent. Le coefficient d'échange local est donné par l'expression :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 0,0265\text{Re}_{\text{eq}}^{0,8}\text{Pr}_{\text{liq}}^{0,33} \quad \text{pour } \text{Re}_{\text{eq}} > 50 \times 10^3 \quad (\text{B.2a})$$

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 5,035\text{Re}_{\text{eq}}^{0,33}\text{Pr}_{\text{liq}}^{0,33} \quad \text{pour } \text{Re}_{\text{eq}} \leq 50 \times 10^3 \quad (\text{B.2b})$$

Corrélation de **Cavallini et Zecchin** (1974) [40]

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 8\text{mm}$
- **Fluide** : R11, R12, R21, R22, R113, R1114, R134a, R410A et R407C
- **Gamme d'application** :  $\text{Re}_{\text{liq}} > 1,2 \times 10^3$

Cavallini et Zecchin (1974) [40] ont réalisé une analyse basée sur un modèle hydrodynamique simple de l'écoulement annulaire et sur l'analogie du transfert de quantité de mouvement et de chaleur. Ils ont proposé une corrélation issue du modèle qui est bien adaptée à leur base de données. Le coefficient d'échange local est exprimé par :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{liq}} = 0,05 \left[ \text{Re}_{\text{vap}} \left( \frac{\mu_{\text{vap}}}{\mu_{\text{liq}}} \right) \left( \frac{\rho_{\text{liq}}}{\rho_{\text{vap}}} \right)^{0,5} + \text{Re}_{\text{liq}} \right]^{0,8} \text{Pr}_{\text{liq}}^{0,33} \quad (\text{B.3})$$

#### Corrélation de Shah (1979) [18]

- **Diamètre hydraulique** :  $7\text{mm} \leq D_h \leq 40\text{mm}$
- **Fluides** : eau, R11, R12, R22, R113, méthanol, éthanol, benzène, toluène et trichloréthylène
- **Orientation** : horizontale, verticale et inclinée
- **Gamme d'application** :  $11\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 211\text{kg/m}^2\text{s}$

La corrélation de Shah (1979) [18] a été développée sur la base des résultats expérimentaux obtenus avec plusieurs fluides de travail. Cette corrélation est largement utilisée et écrite comme suit :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{liq}} = 0,023 \text{Re}_{\text{lo}}^{0,8} \text{Pr}_{\text{liq}}^{0,4} \left[ (1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76} (1-x)^{0,04}}{p_r^{0,38}} \right] \quad (\text{B.4})$$

avec  $p_r$  la pression réduite qui est le rapport entre la pression  $p$  et la pression critique  $p_{\text{critique}}$  du fluide :

$$p_r = \frac{p}{p_{\text{critique}}} \quad (\text{B.5})$$

#### Corrélation de Bohdal *et al.* (2011) [50]

- **Diamètre hydraulique** :  $0,31\text{mm} \leq D_h \leq 3,30\text{mm}$
- **Fluides** : R134a et R404A
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $100\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 1300\text{kg/m}^2\text{s}$

Bohdal *et al.* (2011) ont développé une corrélation dont les paramètres sont basés sur les corrélations d'Akers *et al.* (1959) [49] et de Shah (1979) [18]. Leur travail se est focalisé sur des conduites de petit diamètre et sur une gamme de vitesse massique plus large. La corrélation pour le coefficient d'échange prend la forme suivante :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{liq}} = 0,023 \text{Re}_{\text{lo}}^{0,8} \text{Pr}_{\text{liq}}^{0,4} \left[ (1-x)^{0,8} + \frac{3,8x^{0,76} (1-x)^{0,04}}{p_r^{0,38}} \right] \quad (\text{B.6})$$

### B.1.2 Corrélations de type Martinelli

Ce type de corrélation est basé sur le paramètre de Martinelli défini dans la section ???. Le coefficient d'échange est exprimé en fonction du paramètre de Martinelli, du titre de vapeur et des paramètres thermodynamiques de la phase liquide.

#### Corrélation de Haraguchi *et al.* (1994) [46]

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 8,4\text{mm}$
- **Fluides** : R22, R134a et R123
- **Orientation** : horizontale

- **Gamme d'application** :  $90\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 400\text{kg/m}^2\text{s}$

Haraguchi *et al.* (1994) [46] ont appliqué la théorie du film liquide turbulent et la théorie de Nusselt au transfert de chaleur. Ils ont proposé une corrélation empirique pour le coefficient d'échange local :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 0,0152 \left( 1 + 0,6\text{Pr}_{\text{liq}}^{0,8} \right) \left( \frac{\phi_{\text{vap}}}{X_{\text{tt}}} \right) \text{Re}_{\text{liq}}^{0,77} \quad (\text{B.7})$$

**Corrélation de Dobson et Chato (1998) [51]**

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 3,14\text{mm}$ ;  $D_h = 4,60\text{mm}$  et  $D_h = 7,04\text{mm}$
- **Fluides** : R12, R22, R134a et mélange de R32/R125
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $25\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 800\text{kg/m}^2\text{s}$

Dobson et Chato (1998) [51] ont proposé une corrélation pour les écoulements annulaire et stratifié avec un film liquide du haut vers le bas du tube. Leur corrélation s'exprime :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 0,023\text{Re}_{\text{liq}}^{0,8}\text{Pr}_{\text{liq}}^{0,4} \left( 1 + \frac{2,22}{X_{\text{tt}}^{0,89}} \right) \quad (\text{B.8})$$

**Corrélation de Wang *et al.* (2002) [112]**

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 1,46\text{mm}$
- **Fluide** : R134a
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $75\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 750\text{kg/m}^2\text{s}$

Wang *et al.* (2002) [112] ont développé une nouvelle corrélation basée sur celle de Dobson et Chato (1998) pour un condenseur à multi-canaux extrudés. Leur corrélation est donnée par : [51].

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 0,0274\text{Re}_{\text{liq}}^{0,6792}\text{Pr}_{\text{liq}}^{0,2208} \left( \frac{1,376 + 8X_{\text{tt}}^{1,655}}{X_{\text{tt}}^2} \right)^{0,5} \quad (\text{B.9})$$

**Corrélation de Koyama *et al.* (2003) [52]**

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 0,80\text{mm}$  et  $D_h = 1,11\text{mm}$
- **Fluide** : R134a
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $270\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 650\text{kg/m}^2\text{s}$

Koyama *et al.* (2003) [52] ont appliqué la méthode de prédiction de coefficient d'échange proposée par Haraguchi *et al.* (1994) [46], ils ont obtenu une nouvelle corrélation qui donne un bon accord avec les données expérimentales pour des types de condenseurs à multi-canaux extrudés. Leur corrélation est donnée par :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 0,0152 \left( 1 + 0,6\text{Pr}_{\text{liq}}^{0,8} \right) \left( \frac{\phi_{\text{vap}}}{X_{\text{tt}}} \right) \text{Re}_{\text{liq}}^{0,77} \quad (\text{B.10})$$

**Corrélation de Huang *et al.* (2010) [48]**

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 1,60\text{mm}$  et  $D_h = 4,18\text{mm}$
- **Fluide** : R410A

- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $200\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 600\text{kg/m}^2\text{s}$

Huang *et al.* [48] a développé une nouvelle corrélation basée sur celle de Haraguchi *et al.* (1994) [46]. Ils ont remarqué que cette dernière pourrait bien prédire le coefficient d'échange car les écoulements *annular flow* et *wavy flow* ont été pris en compte. Le coefficient d'échange local est exprimé par :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 0,0152 \left( -0,33 + 0,83\text{Pr}_{\text{liq}}^{0,8} \right) \left( \frac{\phi_{\text{vap}}}{X_{\text{tt}}} \right) \text{Re}_{\text{liq}}^{0,77} \quad (\text{B.11})$$

**Corrélation de Park *et al.* (2011) [113]**

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 1,45\text{mm}$
- **Fluide** : R1234ze(E)
- **Orientation** : verticale
- **Gamme d'application** :  $50\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 260\text{kg/m}^2\text{s}$

Park *et al.* (2011) [113] ont adapté la corrélation de Koyama *et al.* (2003) [52] à leur données expérimentales en optimisant les constantes empiriques pour des conduites de section non circulaire. Le coefficient d'échange local est donné par :

$$\frac{hD_h}{\lambda_{\text{liq}}} = 0,0055\text{Re}_{\text{liq}}^{0,7}\text{Pr}_{\text{liq}}^{1,37} \frac{\phi_{\text{vap}}}{X_{\text{tt}}} \quad (\text{B.12})$$

## B.2 Perte de pression

Il existe 2 principaux types de corrélations basées sur les paramètres  $\phi_{\text{liq}}^2$ ,  $\phi_{\text{vap}}^2$  définis par Lockhart-Martinelli (1949) [25] et sur les paramètres  $\phi_{\text{lo}}^2$ ,  $\phi_{\text{vo}}^2$  développés par Chisholm (1973) [35].

### B.2.1 Corrélations basées sur $\phi_{\text{liq}}^2$ , $\phi_{\text{vap}}^2$

La perte de pression sur une unité de longueur est exprimée en fonction du multiplicateur de frottement et du gradient de pression pour la phase liquide :

$$\frac{\Delta p}{L} = -\phi_{\text{liq}}^2 \left( \frac{dp}{dz} \right)_{\text{liq}} \quad (\text{B.13})$$

où le gradient de pression est donné par l'équation ??.

**Corrélation de Lockhart et Martinelli (1949) [25]**

- **Diamètre hydraulique** :  $1,5\text{mm} \leq D_h \leq 26\text{mm}$
- **Fluides** : mélange air-benzène, kérosène, eau, et diverses huiles

D'après Lockhart et Martinelli (1949) [25],  $\phi_{\text{liq}}^2$  est une fonction empirique du paramètre de Martinelli :

$$\phi_{\text{liq}}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (\text{B.14})$$

où  $C$  est un paramètre qui dépend du mode d'écoulement du fluide (turbulent ou laminaire) et peut être déterminé par le tableau suivant :

En basant sur les travaux effectués par Lockhart et Martinelli (1949) [25], certains auteurs ont modifié l'expression du  $\phi_{\text{liq}}^2$  et du paramètre  $C$  afin de les adapter à leur base de données.

**Corrélation de Souza *et al.* (1992) [54]**

Liquide	Vapeur	C
Turbulent	Turbulent	20
Laminaire	Turbulent	12
Turbulent	Laminaire	10
Laminaire	Laminaire	5

TABLEAU B.1 – Valeurs empiriques de  $C$  d'après Lockhart et Martinelli (1949) [25]

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 10,9\text{mm}$
- **Fluides** : R12 et R134a
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $200\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 600\text{kg/m}^2\text{s}$

Souza *et al.* (1992) [54] ont proposé une nouvelle formule empirique de  $\phi_{\text{liq}}^2$  qui dépend des 2 paramètres  $C_1$  et  $C_2$  :

$$\phi_{\text{liq}}^2 = 1,376 + C_1 X_{\text{tt}}^{-C_2} \quad (\text{B.15})$$

où  $C_1$  et  $C_2$  sont déterminés en fonction du nombre de Froude de la phase liquide. Pour  $\text{Pr}_{\text{liq}} \leq 0,7$  :

$$C_1 = 4,172 + 5,48\text{Pr}_{\text{liq}} - 1,564\text{Pr}_{\text{liq}}^2 \quad (\text{B.16a})$$

$$C_2 = 1,773 - 0,169\text{Pr}_{\text{liq}} \quad (\text{B.16b})$$

et pour  $\text{Pr}_{\text{liq}} > 0,7$  :  $C_1 = 7,242$  et  $C_2 = 1,655$ .

#### Corrélation de **Mishima et Hibiki** (1996) [38]

- **Diamètre hydraulique** :  $1,05\text{mm} \leq D_h \leq 3,90\text{mm}$
- **Fluides** : mélange air-eau
- **Orientation** : verticale
- **Gamme d'application** :  $0,0896\text{m/s} \leq j_{\text{vap}} \leq 79,3\text{m/s}$  ;  $0,0116\text{m/s} \leq j_{\text{liq}} \leq 1,67\text{m/s}$

Mishima et Hibiki (1996) [38] exprime le coefficient empirique  $C$  de l'équation B.14 en fonction du diamètre hydraulique :

$$C = 21 [1 - \exp(-0,319D_h)] \quad (\text{B.17})$$

#### Corrélation de **Lee et Lee** (2001) [114]

- **Diamètre hydraulique** :  $0,78\text{mm} \leq D_h \leq 6,67\text{mm}$
- **Fluides** : mélange air-eau
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $0,05\text{m/s} \leq j_{\text{vap}} \leq 18,7\text{m/s}$  ;  $0,03\text{m/s} \leq j_{\text{liq}} \leq 2,39\text{m/s}$

Lee et Lee (2001) [114] ont également proposé une formule empirique de  $C$  de l'équation B.14 :

$$C = A\lambda^q \Psi^r \text{Re}_{\text{lo}}^s \quad (\text{B.18})$$

où  $\lambda = \frac{\mu_{\text{liq}}^2}{\rho_{\text{liq}} \sigma D_h}$  ;  $\Psi = \frac{\mu_{\text{liq}} j}{\sigma}$  avec  $j$  la vitesse superficielle totale définie par l'équation ???. Les constantes empiriques  $A$ ,  $q$ ,  $r$  et  $s$  sont déterminés en fonction du mode d'écoulement du fluide comme le montre le tableau suivant :

Liquide	Vapeur	A	q	r	s
Turbulent	Turbulent	0,408	0	0	0,451
Laminaire	Turbulent	$6,185 \times 10^{-2}$	0	0	0,726
Turbulent	Laminaire	3,627	0	0	0,174
Laminaire	Laminaire	$6,833 \times 10^{-8}$	-1,317	0,719	0,557

TABLEAU B.2 – Valeurs empiriques des constantes d'après Lee et Lee (2001) [114]

### B.2.2 Corrélations basées sur $\phi_{lo}^2$ , $\phi_{vo}^2$

La perte de pression sur une unité de longueur est exprimée en fonction du multiplicateur de frottement et le gradient de pression pour l'écoulement monophasique :

$$\frac{\Delta p}{L} = -\phi_{lo}^2 \left( \frac{dp}{dz} \right)_{lo} \quad (B.19)$$

où le gradient de pression est donné par l'équation ??.

#### Corrélation de Chisholm (1973) [35]

D'après Chisholm (1973) [35],  $\phi_{lo}^2$  est une fonction empirique du paramètre de Chisholm :

$$\phi_{lo}^2 = 1 + (Y^2 - 1) \left[ B x^{\frac{2-n}{2}} (1-x)^{\frac{2-n}{2}} + x^{2-n} \right] \quad (B.20)$$

où

$$B = \begin{cases} \frac{55}{\sqrt{G}} & 0 < Y < 9,5 \\ \frac{520}{Y\sqrt{G}} & 9,5 < Y < 28 ; \\ \frac{15000}{Y^2\sqrt{G}} & Y > 28 \end{cases} ; \quad n = \begin{cases} 1 & \text{Re}_{lo} \leq 2100 \\ 0,25 & \text{Re}_{lo} > 2100 \end{cases} \quad (B.21)$$

#### Corrélation de Friedel (1979)

Friedel (1979) a développé une corrélation de  $\phi_{lo}^2$  qui tient compte des effets de tension superficielle :

$$\phi_{lo}^2 = E + \frac{3,24F \times H}{\text{Fr}^{0,045} \text{We}^{0,035}} \quad (B.22)$$

où

$$E = (1-x)^2 + \frac{\rho_{liq} f_{vo}}{\rho_{vap} f_{lo}} x^2 \quad (B.23a)$$

$$F = x^{0,78} (1-x)^{0,24} \quad (B.23b)$$

$$H = \left( \frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}} \right)^{0,91} \left( \frac{\mu_{vap}}{\mu_{liq}} \right)^{0,19} \left( 1 - \frac{\mu_{vap}}{\mu_{liq}} \right)^{0,7} \quad (B.23c)$$

et les nombres adimensionnels Fr et We sont données par les équations ?? et ?? en utilisant la densité du mélange diphasique qui est définie par :

$$\rho_{TP} = \left( \frac{x}{\rho_{vap}} + \frac{1-x}{\rho_{liq}} \right)^{-1} \quad (B.24)$$

#### Corrélation de Tran *et al.* (2000) [37]

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 2,46\text{mm}$  ;  $D_h = 2,92\text{mm}$
- **Fluides** : R12, R113 et R134a
- **Gamme d'application** :  $33\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 832\text{kg/m}^2\text{s}$

Tran *et al.* (2000) [37] a modifié la formule de Chisholm (1973) [35] en prenant en compte la tension superficielle :

$$\phi_{lo}^2 = 1 + (4,3Y^2 - 1)x^{0,875}(1-x)^{0,875}Co + x^{1,75} \quad (\text{B.25})$$

avec Co le nombre de confinement donné par l'équation ??.

#### Corrélation de **Cavallini *et al.* (2001)**

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h = 8\text{mm}$
- **Fluides** : R22, R32, R125, R134a, R236ea, R407C et R410A
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $100\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 750\text{kg/m}^2\text{s}$

Cavallini *et al.* (2001) ont proposé une version modifiée de corrélation de Friedel (1979) afin de s'appliquer uniquement à l'écoulement annulaire :

$$\phi_{lo}^2 = E + \frac{1,262F \times H}{We^{0,1458}} \quad (\text{B.26})$$

où

$$E = (1-x)^2 + \frac{\rho_{liq} f_{vo}}{\rho_{vap} f_{lo}} x^2 \quad (\text{B.27a})$$

$$F = x^{0,6978} \quad (\text{B.27b})$$

$$H = \left( \frac{\rho_{liq}}{\rho_{vap}} \right)^{0,3278} \left( \frac{\mu_{vap}}{\mu_{liq}} \right)^{-1,181} \left( 1 - \frac{\mu_{vap}}{\mu_{liq}} \right)^{3,477} \quad (\text{B.27c})$$

#### Corrélation de **Wilson *et al.* (2003)** [115]

- **Diamètre hydraulique** :  $D_h \approx 9\text{mm}$
- **Fluides** : R134a et R410A
- **Orientation** : horizontale
- **Gamme d'application** :  $75\text{kg/m}^2\text{s} \leq G \leq 400\text{kg/m}^2\text{s}$

Wilson *et al.* (2003) [115] ont proposé une nouvelle corrélation de  $\phi_{lo}^2$  qui dépend du paramètre de Martinelli :

$$\phi_{lo}^2 = 12,82X_{tt}^{-1,47}(1-x)^{1,8} \quad (\text{B.28})$$



# ÉTUDE EXPÉRIMENTALE ET NUMÉRIQUE DES MÉCANISMES DE CONDENSATION DE VAPEUR D'EAU AU SEIN D'UN MINI-CANAL D'ÉCHANGEUR

## Résumé :

L'échangeur de chaleur occupe une place essentielle et indispensable dans tous les systèmes énergétiques : plus de 90% de l'énergie thermique utilisée dans les procédés industriels se fait moyennant, au moins une fois, un échangeur de chaleur. Cette thèse est dédiée à l'étude des phénomènes physiques mis en jeu dans un échangeur à condensation, siège de transferts par chaleur latente. Notre étude s'oriente particulièrement vers la condensation dans un mini-canal, ce qui pourrait permettre de répondre à des problématiques de compacité. Si de nombreux travaux existent pour les fluides frigorigènes, il n'en est pas de même pour l'eau, fluide peu étudié, disponible et qui pourrait s'avérer prometteur en terme d'efficacité aux transferts. Ce travail a porté parallèlement sur une approche expérimentale et sur des simulations numériques.

D'un point de vue expérimental, une boucle diphasique conçue et mise au point intégralement au laboratoire est composée de différents éléments dont les principaux sont deux condenseurs co-axiaux à contre-courant en série. Chacun d'eux est constitué d'un tube central de 3 mm de diamètre ( $Bo = 0,14$ ), de longueur de 800 mm permettant de suivre la condensation de la vapeur. La visualisation, s'effectuant dans une section adiabatique transparente, a permis d'observer quatre régimes d'écoulements différents selon les paramètres opératoires tels que la pression de saturation ( $0,7 \leq p \leq 1,2$  bar), le débit de vapeur ( $51,4 \leq G \leq 85,1$  kg/m<sup>2</sup>s), le titre de vapeur ( $0 \leq x \leq 1$ ). On a pu identifier les écoulements annulaires, à poches, à bouchons et à bulles. La métrologie développée (mesures de températures locales et de pressions) a permis de quantifier le coefficient de transfert convectif local  $h_i$  et la perte de charge globale  $\Delta p$ . L'analyse des résultats permet de montrer, d'une part la croissance de  $h_i$  avec le titre de vapeur, et d'autre part la variation de  $h_i$  avec les changements de topologie d'écoulements : la transition entre le régime annulaire et ceux qui lui succèdent influence le comportement thermique de l'écoulement.

D'un point de vue numérique, le code DFMVOF a été développé initialement pour la simulation numérique des écoulements diphasiques, en particulier des écoulements eau-vapeur sans changement de phase. Ce code utilise le couplage des méthodes Level-Set et Volume-of-Fluid (CLSVOF) afin de bénéficier des avantages des deux méthodes : précision, continuité de l'interface, ainsi que conservation de la masse à chaque itération. Dans un premier temps, la validation du code a été faite pour des configurations simples à partir du code DFMVOF : les résultats obtenus convergent vers des solutions analytiques et expérimentales issues de la littérature. Dans un deuxième temps, un choix de modèle de changement de phase a été effectué pour retenir le modèle d'interface raide (*sharp interface model*) : le terme source est évalué à partir de la loi de Fourier et les relations de Rankine-Hugoniot au niveau de l'interface. Celui-ci a été implémenté dans le code existant : prise en compte de l'équation de l'énergie, introduction d'un terme source aux équations directrices. Le modèle de condensation a été validé par comparaison avec les solutions analytiques (1D : problème de Stefan, 2D : évaporation d'une bulle de vapeur). Dès lors, des premiers calculs permettent de simuler la condensation de vapeur en mini-canal et d'identifier des évolutions spatiale et temporelle de la topologie d'un écoulement liquide-vapeur.

**Mots clés :** Changement d'état (physique), Condensation, Échangeurs de chaleur, Écoulement diphasique, Simulation par ordinateur, Transfert de chaleur, Vapeur d'eau

## EXPERIMENTAL AND NUMERICAL STUDY OF WATER VAPOR CONDENSATION MECHANISMS IN A MINI-CHANNEL

### Abstract :

The heat exchanger plays an essential and indispensable role in all energy systems : more than 90% of the thermal energy used in industrial processes is done through, at least once, a heat exchanger. This thesis aims to the study of the physical phenomena involved in a condensation heat exchanger, in which latent heat transfer takes place. Our study is particularly oriented towards condensation in a mini-channel, which could allow us to respond to compactness issues. While refrigerant fluids have been extensively studied, water as working fluid has not drawn much attention up to now. This work has been carried out in parallel with an experimental approach and numerical simulations.

From an experimental point of view, a two-phase loop designed and developed entirely in the laboratory is composed of different elements, the main ones being two co-axial counter-current condensers in series. Each of them is constituted of a central tube of 3 mm diameter ( $Bo = 0,14$ ), of 800 mm length allowing to follow the condensation of the vapor. The visualization, taking place in a transparent adiabatic section, allowed us to observe four different flow regimes depending on the operating parameters such as saturation pressure ( $0,7 \leq p \leq 1,2$  bar), vapor mass flow rate ( $51,4 \leq G \leq 85,1$  kg/m<sup>2</sup>s), vapor quality ( $0 \leq x \leq 1$ ). Annular, slug, plug and bubble flows could be identified. The developed metrology (local temperature and pressure measurements) allowed to quantify the local heat transfer coefficient  $h_i$  and the global pressure drop  $\Delta p$ . The analysis of the results shows, on the one hand, the growth of  $h_i$  with the vapor quality, and on the other hand, the variation of  $h_i$  with the changes of flow topology : the transition between the annular regime and those that follow it influences the thermal behavior of the flow.

From a numerical point of view, the DFMVOF code was initially developed for the numerical simulation of two-phase flows, in particular water-vapor flows without phase change. This code uses the coupling of the Level-Set and Volume-of-Fluid (CLSVOF) methods in order to benefit from the advantages of both methods : accuracy, continuity of the interface, as well as conservation of the mass at each iteration. In a first step, the validation of the code has been done for simple configurations using the DFMVOF code : the results obtained converge with analytical and experimental solutions from the literature. In a second step, a choice of phase change model was made to retain the sharp interface model : the source term is evaluated from the Fourier law and Rankine-Hugoniot relations at the interface. This model has been implemented in the existing code : taking into account the energy equation, introducing a source term to the governing equations. The condensation model has been validated by comparison with analytical solutions (1D : Stefan problem, 2D : evaporation of a vapor bubble). From then on, first calculations allow to simulate the condensation of vapour in a mini channel and to identify spatial and temporal evolutions of the topology of a liquid-vapour flow.

**Keywords :** Change of state (Physics), Condensation, Échangeurs de chaleur, Écoulement diphasique, Simulation par ordinateur, Transfert de chaleur, Steam