



HAL
open science

Développement d'une méthode de mesure des champs de vitesse et de température liquide en écoulement diphasique bouillant en conditions réacteurs ou simulantes

Michel Kledy

► **To cite this version:**

Michel Kledy. Développement d'une méthode de mesure des champs de vitesse et de température liquide en écoulement diphasique bouillant en conditions réacteurs ou simulantes. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAI035 . tel-02905447

HAL Id: tel-02905447

<https://theses.hal.science/tel-02905447>

Submitted on 23 Jul 2020

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 obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Mécanique des fluides, Procédés, Energétique.**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Michel KLEDY

Thèse dirigée par **Henda DJERIDI, Professeur à l'Institut National Polytechnique de Grenoble,**
co-dirigée par **Stéphane BARRE, chargé de recherche au LEGI,**
et co-encadrée par **Fabrice FRANCOIS, Ingénieur de recherche au CEA Grenoble,**
préparée au sein du **Laboratoire de Thermohydraulique Diphasique dans les Assemblages du CEA Grenoble**
dans l'école doctorale de **L'I-MEP2**

Développement d'une méthode de mesure du champ de vitesse et de température liquide en écoulement diphasique bouillant en conditions réacteurs ou simulantes

Thèse soutenue publiquement le 30/05/2018,
devant le jury composé de :

Mme Catherine COLIN

Professeur à l'INP de Toulouse (Rapporteur, Présidente du jury)

Mr Jean-Marc DELHAYE

Professeur à l'université de Clemson, USA (Rapporteur)

Mme Muriel AMIELH

Chargée de recherche CNRS à l'IRPHE (Examinatrice)

Mr Jean-Marie LE CORRE

Ingénieur de recherche, Westinghouse Electric Company, Suède (Invité)

Mme Henda DJERIDI

Professeur à l'INP de Grenoble, directrice

Mr Stéphane BARRE

Chargé de recherche CNRS au LEGI, co-directeur

Mr Fabrice FRANCOIS

Ingénieur de recherche au CEA Grenoble, co-encadrant



*En essayant continuellement on finit par réussir.
Donc : plus ça rate, plus on a de chance que ça marche.*

Devise Shadock - Jack Rouxel

Remerciements

« Nous sommes en 2014 après Jésus-Christ. Toute la thermohydraulique a disparu du CEA Grenoble. Toute? Non! Car un laboratoire peuplé d'irréductibles résiste encore et toujours à l'envahisseur... ». Sans ces irréductibles, mon aventure ne serait jamais arrivée à son terme et j'aimerais donc consacrer quelques lignes à les remercier.

En tout premier lieu, je présente mes remerciements les plus sincères à Mme Catherine Colin, professeur à l'institut National Polytechnique de Toulouse et à Mr. Jean Marc Delhaye, professeur à l'université de Clemson pour le temps qu'ils ont accordé à la relecture de mon manuscrit, ainsi que pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux.

J'aimerais également remercier Mme Muriel Amielh, chargée de recherche à l'IRPHE et Mr. Jean-Marie Le Corre ingénieur de recherche chez Westinghouse Electric Company pour avoir complété mon jury d'examineurs.

Ensuite, je tiens à remercier très chaleureusement mes trois encadrants de thèse car leurs précieux conseils m'ont appris le métier de chercheur.

Je remercie d'abord ma directrice de thèse et professeur à l'Institut Polytechnique de Grenoble, Mme Henda Djeridi, qui a su me soutenir et m'aiguiller au cours de mes trois ans et demi de travail.

Je remercie également Mr. Stéphane Barre, chargé de recherche au LEGI, pour avoir co-dirigé cette thèse avec inventivité et bonne humeur, et pour toutes ses anecdotes - souvent scabreuses - qui ont permis d'égailler nos réunions de travail.

J'adresse également une pensée toute particulière à mon ingénieur responsable au CEA, Mr. Fabrice François, qui a toujours suivi mes travaux de très près. Malgré les galères quotidiennes sur Patricia et un lot continu de mauvaises nouvelles, tu as toujours su garder ton optimisme et réussi à me le communiquer. Pour tous tes conseils avisés, tes encouragements et tes corrections attentives, je t'adresse un grand merci!

Je tiens maintenant à remercier l'ensemble des membres du LTDA qui ont vogués avec

moi dans les galères du 10-07 et de la fermeture du laboratoire, mais qui ont malgré tout toujours réussi à garder le sourire.

Merci en particulier à Lucas Champellovier, car malgré une calvitie précoce il a apporté une touche de jeunesse au laboratoire et m'a sorti de mon exil au fin fond du troisième étage. Je suis content d'avoir partagé avec toi ces pauses café et ces discussions (et parfois monologues) qui m'ont permis de garder le moral : j'espère qu'un jour tu pourras breveter ton éplucheur de crevettes !

Un grand merci aussi à Marc Berthoux pour sa gentillesse, pour son investissement à mes côtés malgré un emploi du temps chargé, et pour tous les grognements partagés au service de DEBORA (et de son mauvais caractère!).

Je remercie également Philippe, Géraud, Brigitte, Murielle, Christiane, Marcelle, Martine, l'autre Marc, Christophe, Rémy, Tintin, Yves, Alexandre, Claude et Bruno, car chacun à votre façon vous m'avez aidé au cours de ces trois ans.

J'adresse également une mention particulière aux doctorants du LEGI qui m'ont accueilli comme l'un des leurs lors des derniers mois de rédaction.

Merci aussi à tous mes amis, mes compagnons de montagne ainsi qu'à ma famille pour tous les bons moments passés ensemble, et pour m'avoir soutenu dans les moments difficiles.

Enfin, merci à toi Ségolène pour m'avoir fait voyager à l'autre bout du monde et pour toutes ces aventures à venir.

Cette fois c'est la fin des irréductibles... Je vous souhaite à tous une bonne continuation en terrain conquis. Et à bientôt j'espère !

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte scientifique et industriel	2
1.1.1	Le Réacteur à Eau Pressurisée (REP)	2
1.1.2	Le dimensionnement thermique de réacteurs	3
1.1.3	L'ébullition en convection forcée	3
1.1.4	La crise d'ébullition par caléfaction	6
1.2	Méthode de prédiction de la crise d'ébullition	7
1.2.1	L'approche prédictive locale - APL	8
1.2.2	Le code Neptune_CFD	8
1.3	Vers une modélisation simplifiée en accord avec les moyens expérimentaux	9
1.3.1	Modélisation de la turbulence en ébullition	9
1.3.2	Banques de données expérimentales en ébullition	10
1.4	Objectifs et stratégie de l'étude	12
1.4.1	Problématiques	12
1.4.2	Objectifs de la thèse	12
1.4.3	Plan de l'étude	13
I	Travaux de modélisation	15
2	Travaux sur la modélisation 2D axi-symétrique des écoulements bouillants non-établis en conduite circulaire et à haute pression	17
2.1	Introduction	18
2.2	Établissement des équations du modèle	18
2.2.1	Équations bilan dans le mélange	18
2.2.2	Bilan de masse stationnaire dans la vapeur	23
2.2.3	Synthèse des équations de bilan du modèle proposé	23
2.2.4	Relations de fermeture	24
2.2.5	Système différentiel final	32
2.3	Résolution numérique	32
2.3.1	Conditions aux limites	32
2.3.2	Algorithme de résolution numérique	36
2.3.3	Évaluation des propriétés thermophysiques	39
2.3.4	Fermetures des paramètres du modèle : \tilde{U}_b , \tilde{d}_b , u^* et θ	40
2.4	Comparaison des résultats du modèle avec la banque de donnée DEBORA	42
2.4.1	La problématique de comparaison des données	43
2.4.2	Résultats du modèle en écoulement monophasique	44
2.4.3	Résultats du modèle en écoulement diphasique bouillant	46
2.5	Études de sensibilité	52

2.5.1	Étude de sensibilité au temps de relaxation $\tilde{\theta}$	52
2.5.2	Étude de sensibilité aux échelles de turbulences $\tilde{U}_b, \tilde{d}_b, u^*$	55
2.6	Conclusions	57

II Travaux expérimentaux : Application de la thermo-anémométrie dans l'installation expérimentale DEBORA 61

3 Boucle expérimentale DEBORA 63

3.1	Introduction	63
3.2	Le dispositif expérimental DEBORA	64
3.2.1	Fonctionnement général de l'installation	64
3.2.2	Paramètres de similitude	67
3.2.3	Instrumentation de l'installation	68
3.2.4	Instrumentation de la section d'essais	69
3.2.5	Dispositif d'acquisition et récapitulatif des incertitudes de mesure . .	72
3.3	Stabilité temporelle et validation des mesures des conditions aux limites de la boucle	72
3.3.1	Stabilité temporelle des conditions aux limites de la boucle	72
3.3.2	Cohérence des bilans thermiques	74
3.4	Validation des mesures des températures de paroi	75
3.4.1	Cohérences des mesures des températures de paroi en écoulement monophasique	75
3.4.2	Cohérence des mesures de température de paroi en écoulement diphasique bouillant	77
3.5	Conclusion	78

4 Développement de la thermo-anémométrie dans l'installation DEBORA 81

4.1	Introduction	82
4.2	Présentation de la thermo-anémométrie	82
4.2.1	Principe physique	82
4.2.2	Les sondes de mesure	83
4.2.3	Le mode de pilotage des sondes	84
4.3	Les équations fondamentales de la thermo-anémométrie	85
4.3.1	Cas du régime permanent	85
4.3.2	Cas du fil de longueur finie	87
4.3.3	Cas du régime non permanent (sur un fil de longueur infinie)	89
4.4	État de l'art	91
4.4.1	Écoulements monophasiques	91
4.4.2	Écoulements diphasiques	93
4.4.3	Conclusion de l'étude bibliographique	95
4.5	Stratégie de développement de la thermo-anémométrie dans l'installation DEBORA	96
4.5.1	Définition d'un capteur de mesure	96
4.5.2	Définition d'un anémomètre	98
4.5.3	Choix de la méthodologie de mesure pour les grandeurs moyennes . .	100
4.6	Procédures expérimentales pour la mise en œuvre de la surchauffe multiple .	102
4.6.1	Procédures pour la mesure des grandeurs moyennes	103
4.6.2	Procédures pour la mesure des grandeurs fluctuantes	109

4.7	Limitations de la thermo-anémométrie dans l'installation DEBORA	114
4.7.1	Température maximale atteignable sur les sondes	115
4.7.2	Vieillessement des sondes à fil	118
4.8	Conclusion	121
5	Développement de la méthodologie de mesure en écoulement diphasique bouillant	125
5.1	Introduction	125
5.2	Problématique de la discrimination phasique en anémométrie thermique . . .	126
5.2.1	Rappels et définitions	126
5.2.2	Étude bibliographique	128
5.3	Interaction entre un écoulement diphasique et l'anémomètre à courant constant	131
5.3.1	Réponse de l'anémomètre à courant constant soumis à un écoulement adiabatique	132
5.3.2	Interaction entre la sonde anémométrique et un écoulement diphasique bouillant	142
5.4	Méthodologie de mesure en écoulement bouillant	149
5.4.1	Méthodologie pour la mesure de taux de vide	149
5.4.2	Méthodologie pour la mesure de la vitesse et de la température du liquide	156
5.5	Conclusions	164
6	Résultats en écoulement simple phase avec ou sans transfert de chaleur	167
6.1	Introduction	167
6.2	Mesures des champs moyens de vitesse et de température	168
6.2.1	Conditions aux limites des essais	168
6.2.2	Essai monophasique isotherme	169
6.2.3	Essais monophasiques anisothermes	172
6.2.4	Analyse de la cohérence des mesures moyennes	176
6.2.5	Diffusivités turbulentes expérimentales et nombre de Prandtl turbulent	178
6.3	Mesures des fluctuations turbulentes $\sqrt{u'^2}$	182
6.3.1	Problématique de la compensation en fréquence	183
6.3.2	Résultats	185
6.4	Conclusion	186
7	Résultats en écoulement diphasique bouillant	189
7.1	Introduction	189
7.2	Présentation et analyse des essais réalisés	190
7.2.1	Conditions aux limites des essais	190
7.2.2	Analyse des essais	191
7.2.3	Étude de la cohérence des mesures	202
7.3	Comparaison des mesures avec le modèle	208
7.4	Mesures de température et taux de vide	211
7.5	Conclusion	217
8	Conclusions de l'étude et perspectives	219
8.1	Conclusions de l'étude	219
8.2	Perspectives de l'étude	222

III	Annexes	225
A	Corrélations en écoulement diphasique bouillant	227
A.1	Corrélation de diamètre de détachement de bulles de Unal (1976)	227
A.2	Corrélation de frottement de Friedel (1979)	228
A.3	Corrélation d'échange thermique de Liu and Winterton (1991)	229
B	Calcul des pertes thermiques de la section d'essais	231
C	Compléments sur l'anémomètre à courant constant	233
C.1	Précision des appareils de mesure	233
C.2	Choix des courants à injecter	234
D	Établissement des équations des coefficients de sensibilité à la vitesse et à la température F et G	235
E	Calcul de l'incertitude de mesure sur les quantités moyennes	239
F	Établissement des équations régissant la contrainte de cisaillement et le flux de chaleur dans le mélange en régime quasi-établi	243

Chapitre 1

Introduction

Ce chapitre introductif a pour objet de présenter le sujet de l'étude dans son contexte industriel et pose les bases utiles et nécessaires à la compréhension du problème.

Sommaire

1.1	Contexte scientifique et industriel	2
1.1.1	Le Réacteur à Eau Pressurisée (REP)	2
1.1.2	Le dimensionnement thermique de réacteurs	3
1.1.3	L'ébullition en convection forcée	3
1.1.4	La crise d'ébullition par caléfaction	6
1.2	Méthode de prédiction de la crise d'ébullition	7
1.2.1	L'approche prédictive locale - APL	8
1.2.2	Le code Neptune_CFD	8
1.3	Vers une modélisation simplifiée en accord avec les moyens expérimentaux	9
1.3.1	Modélisation de la turbulence en ébullition	9
1.3.2	Banques de données expérimentales en ébullition	10
1.4	Objectifs et stratégie de l'étude	12
1.4.1	Problématiques	12
1.4.2	Objectifs de la thèse	12
1.4.3	Plan de l'étude	13

1.1 Contexte scientifique et industriel

1.1.1 Le Réacteur à Eau Pressurisée (REP)

Le réacteur à eau pressurisée (REP) est le réacteur électrogène le plus répandu dans le monde. Il fournit 80% de l'énergie électrique en France. L'énergie y est produite à partir de la fission du combustible nucléaire dans le cœur du réacteur qui se compose d'environ 200 assemblages de combustible. Ces derniers sont composés de 289 crayons de combustibles dont 25 contiennent des matériaux absorbants au sens neutronique et permettent de contrôler la réaction de fission. Le fonctionnement d'une centrale REP est schématisé sur la figure 1.1.

Le fluide caloporteur (eau) circule dans le **circuit primaire** de la centrale (en rouge sur le schéma 1.1) et évacue la chaleur produite par la réaction nucléaire. Il agit également comme un thermaliseur en ralentissant les neutrons rapides émis par la réaction de fission (les neutrons lents ayant plus de chances de rencontrer un noyau d'uranium fissile) et comme modérateur par effet de densité. En effet, lorsque le cœur s'échauffe sous l'effet de la puissance thermique dégagée, la densité de l'eau diminue. Cette dernière ralentit alors moins de neutrons, ce qui conduit à une diminution du flux neutronique. Le contrôle du réacteur est assuré à la fois par des barres de contrôle qui peuvent être insérées entre les crayons et qui absorbent une partie des neutrons et par des poisons neutroniques solubles dans le liquide.

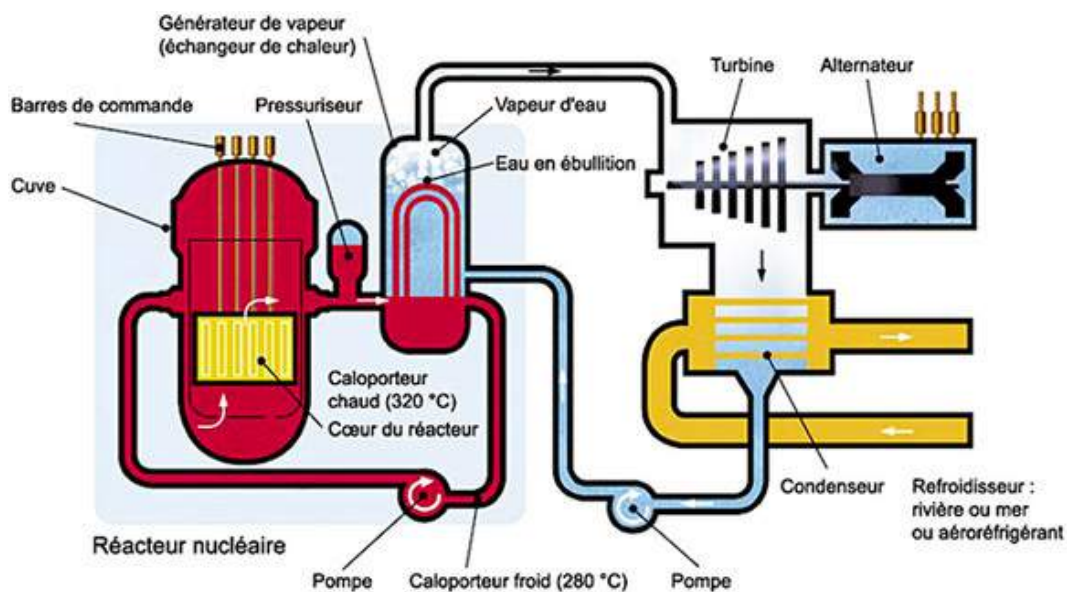


FIGURE 1.1 – Principe de fonctionnement d'une centrale REP - CEA®.

L'énergie est extraite du circuit primaire par le fluide caloporteur. Elle est ensuite transférée au **circuit secondaire** grâce à un générateur de vapeur (en bleu sur la figure 1.1). Cette vapeur, une fois séchée et surchauffée, est envoyée vers une turbine associée à un turbo-alternateur qui produit l'électricité.

En sortie de turbine, la vapeur est condensée à l'aide d'un troisième circuit de refroidissement, le **circuit tertiaire** (en jaune sur la figure 1.1), dont la source froide provient d'un

fleuve, de la mer, ou d'un aéroréfrigérant (tour de refroidissement).

La sûreté des REP est garantie par trois barrières de confinement radioactif :

- la gaine des crayons de combustible,
- la cuve du réacteur,
- et le bâtiment réacteur.

Elles visent à éviter tout relâchement de radioactivité dans l'environnement. C'est pourquoi il est nécessaire de prendre en compte, lors de la conception et l'exploitation des REP, l'ensemble des phénomènes possibles pouvant affecter ces barrières en considérant tous les régimes de fonctionnement de la centrale : nominal, transitoire normal ou accidentel.

Par conséquent, les conditions de fonctionnement de la centrale résultent d'un compromis entre les contraintes de sûreté et les performances thermodynamiques du système. En fonctionnement normal, le circuit primaire est maintenu à une pression de 155 bar et la température de sortie du c eur demeure inférieure à 320 C. Ceci garantit une marge de sécurité considérée comme suffisante au regard de l'ébullition, la température de saturation de l'eau à 155 bar étant d'environ 345 C. La pression du circuit secondaire est plus faible ($P \sim 72$ bar) de telle sorte que l'eau est portée à ébullition au contact des tubes du générateur de vapeur.

1.1.2 Le dimensionnement thermique de réacteurs

Afin de garantir des marges de sécurité raisonnables, des études de sûreté spécifiques sont menées pour chaque installation nucléaire. Elles visent à vérifier le bon dimensionnement des composants du c eur et des circuits de refroidissement en situation normale, incidentelle et accidentelle :

- en fonctionnement normal, les limites de puissance sont imposées par les capacités des systèmes de production d'électricité mais aussi par des règles garantissant que la production d'énergie reste contrôlable et n'impacte pas l'intégrité du c eur (contraintes mécanique et thermique),
- en fonctionnement incidentel ou accidentel, la puissance devant être évacuée du c eur du réacteur résulte de la décroissance des produits de fission après insertion des barres de contrôle.

La crise d'ébullition est un phénomène critique qui peut survenir lors d'une situation incidentelle ou accidentelle. Elle peut conduire à la dégradation des transferts thermiques à l'intérieur du c eur. Elle fait donc l'objet d'études spécifiques lors de la conception thermo-hydraulique des réacteurs REP.

1.1.3 L'ébullition en convection forcée

Ce paragraphe rappelle quelques éléments sur la physique de l'ébullition en convection forcée en conduite.

Les écoulements bouillants peuvent être classés en différentes configurations qui dépendent principalement de la quantité de vapeur présente dans l'écoulement et de sa répartition spatiale dans la section droite de la conduite. A chacune de ces configurations correspondent un ou plusieurs modes d'échange thermique.

Comme le montre la figure 1.2, nous considérons un écoulement vertical ascendant dans un tube. Un flux thermique surfacique q_p constant est imposé sur les parois de la conduite. Le fluide entre à l'état liquide dans le tube et se réchauffe au fur et à mesure de son écoulement. Son enthalpie moyenne augmente ce qui conduit à l'apparition de différentes configurations d'écoulement :

1. dans la partie inférieure du tube, l'écoulement est monophasique liquide. L'échange thermique entre le fluide et la paroi se fait par convection. Le coefficient d'échange convectif varie peu avec la température moyenne du liquide et la température de la paroi chauffée T_p évolue linéairement en fonction de la position axiale dans la tube,
2. quand la température de paroi devient suffisamment importante, l'ébullition nucléée se déclenche (ONB, Onset of Nucleate Boiling) et des bulles de vapeur apparaissent en paroi. La température moyenne du liquide reste inférieure à la température de saturation T_{sat} . Le titre thermodynamique à l'équilibre moyen, qui s'écrit :

$$X_{eq} \triangleq \frac{H_m - H_{L,sat}}{H_{LG}}, \quad (1.1)$$

reste négatif. Les enthalpies H_m , $H_{L,sat}$ et H_{LG} correspondent respectivement à l'enthalpie moyenne débitante du mélange, à l'enthalpie du liquide à saturation et à la chaleur latente de vaporisation. C'est le régime d'ébullition sous-saturée partielle. La température de paroi se stabilise à une valeur légèrement supérieure à la température de saturation T_{sat} . L'échange thermique se fait par ébullition nucléée,

3. dans un deuxième temps, les bulles de vapeur vont peu à peu se détacher de la paroi et migrer vers le centre de l'écoulement. Le régime de l'écoulement est un régime à bulles. On atteint alors le régime d'ébullition sous-saturée pleinement développée. Le point de transition entre l'ébullition sous saturée partielle et pleinement développée se nomme point d'ébullition franche (Onset of Significant Void, OSV),
4. lorsque le titre thermodynamique X_{eq} devient positif, on atteint le régime d'ébullition saturée. On observe de plus en plus de vapeur dans l'écoulement. L'abondance de vapeur entraîne la formation de bulles de plus en plus grosses qui coalescent pour former des poches de vapeur. Le régime d'écoulement est alors qualifié d'écoulement à poches bouchons,
5. lorsque les poches de vapeur coalescent, un écoulement annulaire se forme. Un film liquide se crée sur la paroi, et le cœur de l'écoulement, essentiellement gazeux peut comporter des gouttelettes provenant du film pariétal. Le transfert de chaleur par ébullition nucléée est alors remplacé par la convection à travers le film liquide,

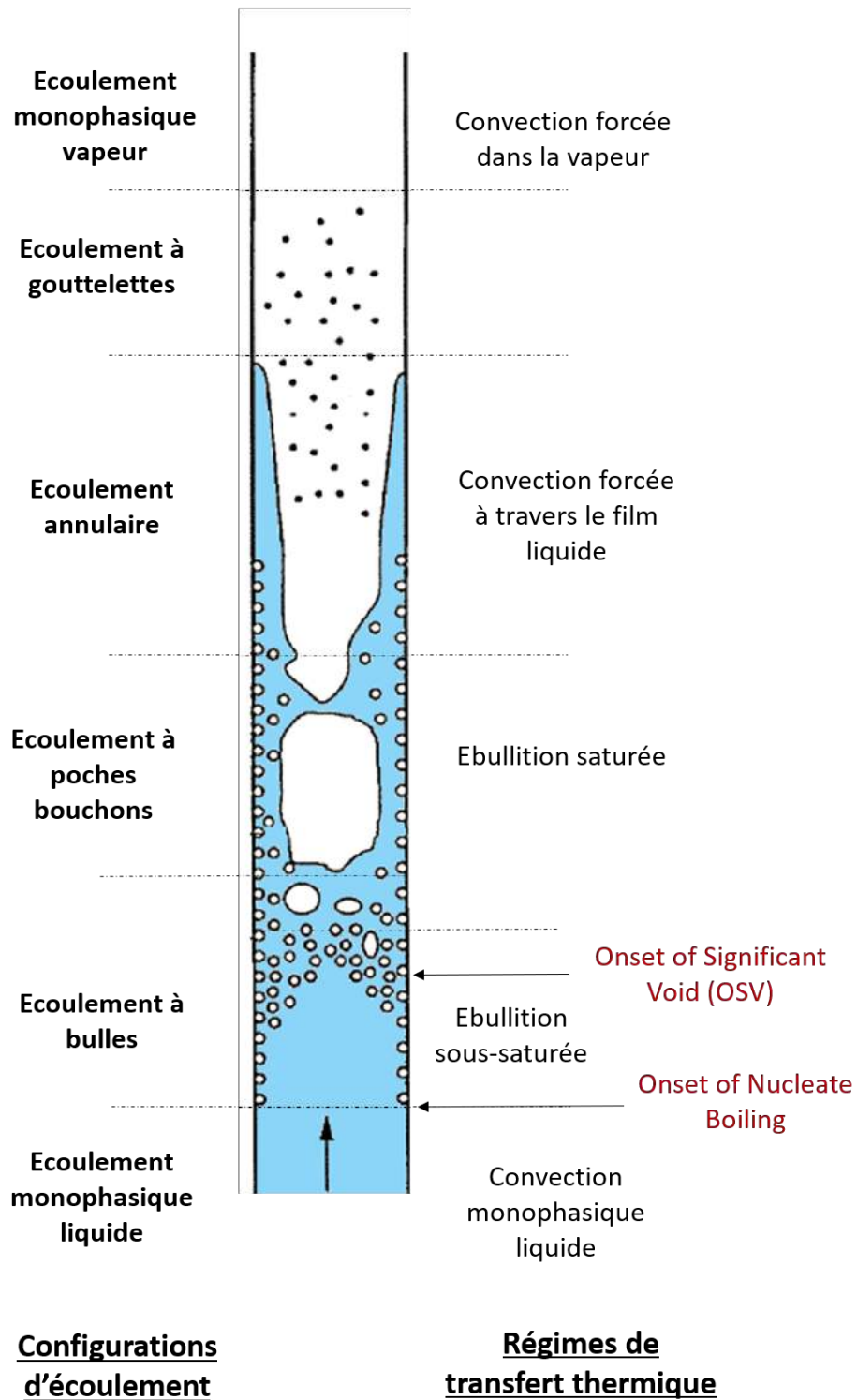


FIGURE 1.2 – Configurations d'écoulements et régimes thermiques associés. Écoulement dans un tube vertical chauffant à faible flux thermique, d'après Collier (1981).

6. lorsque le film de liquide s'est complètement évaporé, la paroi est asséchée. Dans un système à flux imposé cela conduit à une augmentation brutale de la température de paroi. Ce phénomène se nomme assèchement (DO ou Dry Out). Quelques gouttelettes de liquide peuvent toutefois encore être encore présentes dans le cœur de l'écoulement,
7. une fois que toutes des gouttelettes se sont évaporées, l'écoulement devient monophasique vapeur et on retrouve alors une évolution linéaire de la température de paroi en fonction de la position axiale. L'échange thermique se fait par convection dans la vapeur.

1.1.4 La crise d'ébullition par caléfaction

L'évolution de la structure de l'écoulement décrite précédemment est observée si le flux thermique n'est pas trop élevé pour des conditions de pression et de température d'entrée imposées. Si le flux de chaleur est plus élevé, une instabilité nommée **crise d'ébullition par caléfaction** peut survenir notamment pour des écoulements à faible titre thermodynamique négatif.

L'ébullition constitue un mode de transfert de chaleur efficace pour deux raisons principales :

- la vaporisation du fluide consomme une partie de l'énergie fournie au fluide, ce qui maintient la température de paroi à une valeur constante et légèrement supérieure à la température de saturation,
- la production de bulles de vapeur s'accompagne d'un accroissement de la turbulence dans le liquide qui renforce les transferts d'énergie thermique entre la paroi chauffante et le cœur de l'écoulement.

Malheureusement, sous certaines conditions, cet échange thermique peut se dégrader de manière brutale, ce qui pour un système à flux imposé conduit à une augmentation toute aussi brutale de la température de paroi (plusieurs centaines de degrés par seconde) qui peut entraîner la destruction des crayons de combustible. Ce phénomène se nomme la **crise d'ébullition par caléfaction** (Departure from Nucleate Boiling, DNB). Le flux thermique surfacique correspondant s'appelle le flux critique $q_{p,crit}$. C'est un facteur dimensionnant du réacteur.

Si en fonctionnement normal on interdit de fonctionner en ébullition dans le circuit primaire, en revanche, en situation incidentelle (perte de débit, retrait intempestif des barres de contrôle, ...), la crise d'ébullition peut survenir. Il apparaît donc primordial de disposer d'outils capables de prédire ses conditions d'apparition dans un domaine thermohydraulique le plus large possible. Malheureusement, même si de nombreux travaux de recherche sont menés depuis plus de 50 ans pour expliquer la crise d'ébullition ([Kutateladze \(1951\)](#), [Zuber \(1959\)](#), [Katto and Yokoya \(1968\)](#), [Weisman and Pei \(1983\)](#), [Ramilison and Lienhard \(1987\)](#), [Bricard \(1995\)](#), [Kandlikar \(2001\)](#)), ce phénomène reste aujourd'hui mal compris et aucun

consensus concernant les mécanismes causant son apparition ne se dégage à l'heure actuelle (Bricard (1995)).

1.2 Méthode de prédiction de la crise d'ébullition

Il existe actuellement deux types d'approches pour déterminer la crise d'ébullition :

- **L'approche empirique** repose sur l'utilisation de corrélations de flux critique. Celles-ci utilisent souvent des grandeurs thermohydrauliques moyennées à l'échelle du sous canal¹ (c.f. figure 1.3) comme paramètres d'entrée. Ces corrélations s'écrivent alors de la façon générique suivante :

$$q_{p,crit} = f(P, G, X_{eq}, D_h, \dots), \quad (1.2)$$

où P , G et D_h correspondent respectivement à la pression, à la vitesse massique et au diamètre hydraulique. S'il existe de nombreuses corrélations dans la littérature (Jens and Lottes (1951), Chen (1966), Katto (1978), Liu and Winterton (1991),...), cette approche présente l'inconvénient majeur de fournir des relations dont des domaines de validité demeurent restreints. Leur extrapolation hors de ces domaines de validité, tant du point de vue thermohydraulique que géométrique, s'avère donc risquée. Chaque nouvelle configuration géométrique doit donc être testée, ce qui conduit à la réalisation de nouveaux essais expérimentaux et peut s'avérer très coûteux.

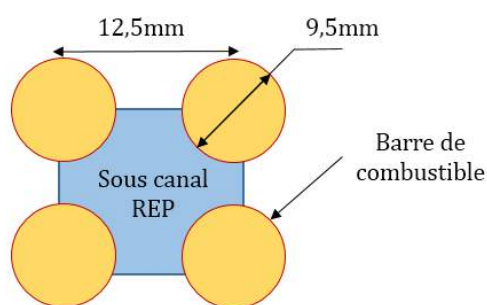


FIGURE 1.3 – Schématisation d'un sous-canal REP.

- **L'approche physique** pour sa part vise à identifier et à tenter de modéliser les mécanismes responsables de la crise d'ébullition. La méconnaissance des échelles temporelles et dimensionnelles caractérisant le phénomène de crise d'ébullition par caléfaction rendent toutefois très difficile cette identification et aujourd'hui il n'existe pas de consensus général quant au(x) mécanisme(s) déclencheur(s) de la crise d'ébullition.

1. le sous canal correspond à l'espace entre quatre crayons de combustibles

1.2.1 L’approche prédictive locale - APL

Face aux manques des approches décrites précédemment, une voie de progrès envisagée consiste à améliorer l’approche empirique en remplaçant les paramètres d’entrée des corrélations, qui sont aujourd’hui calculés à l’échelle du sous canal, par des grandeurs locales². Cette approche dénommée Approche Prédictive Locale est décrite par [Montout \(2009\)](#). Deux avantages majeurs sont espérés de cette démarche :

- d’une part, elle devrait permettre de mieux prendre en compte les liens supposés entre la structure locale des écoulements diphasiques bouillants et le flux critique,
- d’autre part, elle devrait permettre de mieux appréhender les relations entre le flux critique et les différents paramètres thermohydrauliques (la forme du profil de flux par exemple) ou géométriques (influence des ailettes, des grilles de mélange, ...). Ces phénomènes sont en effet aujourd’hui mal compris et nécessitent de recourir à des expériences spécifiques afin d’être correctement pris en compte dans les différents modèles ou corrélations.

Toutefois, par principe, cette approche repose *a minima* sur une détermination précise des conditions locales de l’écoulement. Il est donc nécessaire de disposer d’un outil numérique **fiable et qualifié dans le domaine d’intérêt visé**. Le code NEPTUNE_CFD ([Guelfi et al. \(2005\)](#)) est actuellement retenu pour soutenir l’approche prédictive locale.

1.2.2 Le code Neptune _ CFD

Le projet NEPTUNE est un programme de recherche et développement lancé en 2001 qui implique les quatre principaux acteurs du nucléaire français : CEA, EDF, IRSN, et AREVA NP. Il a pour objectif de fournir une plate-forme d’outils permettant de répondre aux besoins spécifiques de l’industrie nucléaire. Trois problématiques majeures sont concernées :

- l’amélioration de la prédiction de la crise d’ébullition de type caléfaction (DNB),
- l’étude de l’accident de perte de réfrigérant primaire,
- l’étude du choc froid.

NEPTUNE_CFD est l’outil de calcul développé dans ce cadre. Une présentation détaillée en est donnée par [Montout \(2009\)](#). Nous en reprendrons ici les conclusions principales.

Si le code NEPTUNE_CFD semble avoir aujourd’hui atteint un degré de performance et de maturité satisfaisant au regard de la plupart des applications industrielles, de nombreux développements sont encore nécessaires pour l’utiliser dans le cadre de l’APL. Ainsi, certaines des relations de fermeture du code ne sont pas validées : c’est par exemple le cas de la modélisation de la turbulence dans la phase liquide ou encore de la modélisation des termes d’échanges interfaciaux (forces interfaciales, termes de coalescence/fragmentation, transfert de masses aux interfaces,...). [Montout \(2009\)](#) précise également que la complexité du modèle (nombre de relations de fermeture et de constantes d’ajustement) ainsi que la mé-

2. au sens de la CFD (Computational Fluid Dynamics)

thode de résolution numérique rendent tout développement physique (ajout ou modification d'un sous modèle) difficile à réaliser et à interpréter.

Mais [Montout \(2009\)](#) insiste surtout sur le manque important de données expérimentales **fiables et bien renseignées, en particulier pour les écoulements en conditions REP**. Il en conclut donc que l'obtention de telles données expérimentales est indispensable pour le développement de l'APL.

1.3 Vers une modélisation simplifiée en accord avec les moyens expérimentaux

1.3.1 Modélisation de la turbulence en ébullition

La turbulence dans la phase liquide, qui reste aujourd'hui un point d'amélioration du code NEPTUNE_CFD, joue en rôle essentiel dans les transferts d'énergie entre la paroi et le cœur de l'écoulement. Si aujourd'hui aucun consensus ne se dégage quant aux mécanismes physiques conduisant à la crise ébullition, il paraît raisonnable d'envisager qu'elle soit liée à une diminution des échanges turbulents entre la paroi et le reste de l'écoulement. Il paraît donc important d'améliorer la modélisation des termes de transport turbulent dans le cadre du développement de l'APL.

Malheureusement, aujourd'hui, les modèles classiquement retenus pour modéliser la turbulence en ébullition sont empruntés aux domaines monophasique ou diphasique adiabatique (modèles $k - \varepsilon$, $R_{ij} - \varepsilon$), rien ne garantit qu'ils soient en l'état extrapolables aux écoulements avec changement de phase. Ces modèles intègrent en particulier des constantes ajustées dont les valeurs ne sont pas qualifiées pour les écoulements bouillants.

De plus, les modélisations classiques de la turbulence dans les écoulements diphasiques avec changement de phase reposent toutes sur le concept d'analogie de Prandtl. Cette approche considère que les transports turbulents de quantité de mouvement et d'énergie sont proportionnels, le coefficient de proportionnalité s'appelant nombre de Prandtl turbulent et étant souvent choisi proche de l'unité. Cette valeur résulte de travaux en monophasique ([Deissler \(1963\)](#)).

[Guéguen \(2013\)](#) a montré dans sa thèse plusieurs limitations de cette approche. En utilisant un modèle simplifié reposant sur l'écriture des équations de bilan pour le mélange, modèle fermé par une approche de type relaxation thermodynamique et un modèle de turbulence de type longueur de mélange, elle montre qu'il n'est pas possible de reproduire correctement de façon simultanée les profils de vitesses phasiques et les profils de température liquide (ainsi que la température de la paroi chauffante). Elle observe en particulier une forte surestimation de la température du liquide au voisinage de la paroi chauffante compensée par une sousestimation de cette dernière dans la zone à cœur (afin de respecter

le bilan d'énergie). Guéguen (2013) associe ce comportement à une mauvaise modélisation de la diffusivité turbulente d'énergie, qui impose une résistance thermique trop importante dans la zone de proche paroi. Elle tire essentiellement deux conclusions de son travail :

- la première concerne un questionnement quant à la validité de l'analogie de Prandtl en écoulement bouillant, analogie aujourd'hui postulée mais non encore démontrée,
- la seconde conclusion concerne l'apparente décorrélation entre les phénomènes thermiques et les phénomènes mécaniques. Ce dernier résultat ouvre des perspectives intéressantes, tant du point de vue de la modélisation que du point de vue expérimental.

1.3.2 Banques de données expérimentales en ébullition

Pour Montout (2009) comme pour Guéguen (2013), le développement et la validation de modèles utilisables dans le cadre de l'APL se heurtent au manque de données expérimentales fiables, complètes et en conditions **REP (écoulements convectifs bouillants à haute pression)**. François et al. (2011) définissent le domaine des hautes pressions pour des pressions supérieures à 80 bar. Ils se fondent pour cela sur deux observations :

- une modification du comportement du flux critique en fonction de la pression qui s'opère au voisinage de 70 à 80 bar (le flux critique est croissant avec la pression jusqu'à 70 bar puis décroissant au delà).
- une observation des structures de l'écoulement en fonction de la quantité de vapeur présente dans l'écoulement. En effet, pour des pressions inférieures à 80 bar, la structure de l'écoulement passe du régime à bulle au régime annulaire lorsque le taux de vide augmente (*c.f.* figure 1.2). En revanche pour des pressions supérieures, l'écoulement semble demeurer dans une structure d'écoulement à bulles quel que soit le taux de vide (Hösler (1968), François et al. (2011)). Ceci suggère une configuration d'écoulement émulsif (de type mousse) lorsque le taux de vide est élevé.

Malheureusement, aujourd'hui, les banques de données en écoulement bouillant à haute pression sont rares et peu renseignées. Le tableau 1.1 présente un inventaire des banques de données expérimentales que nous avons pu recenser dans la littérature. Il précise, pour chaque banque de données, les conditions de fonctionnement étudiées ainsi que les techniques expérimentales mises en œuvre.

On constate immédiatement la prédominance des banques de données à basse pression qui sont souvent très bien renseignées. On peut citer en particulier, la banque de données ASU (Roy et al. (1997)) pour laquelle on trouve des mesures de taux de vide, de vitesse moyenne du gaz, de température moyenne liquide et de turbulence (fluctuations de vitesse et de température).

Pour les conditions haute pression, les banques de données sont en revanche beaucoup plus rares. La banque de données DEBORA fait figure d'exception et fournit des données relativement bien renseignées (mesure de taux de vide, de vitesse du gaz et de température

	Expérience	Fluide	Géométrie	Pression des essais (bar)	Pression équivalente en eau (bar)	mesure	Instrumentation
* Haute Pression	DEBORA, Garnier et al. (2001)	R12/R134a	tube	14-30	100-180	$\alpha_G, d_B, U_G, T_L, T_p$	bi-sonde optique, thermocouples
	Perez and Hassan (2010)	HFE – 301	rectangulaire	1-16	10 -140	$U_L, u'v', u', v'$	PTV (<i>Particles Tracking Velocimetry</i>)
	BFBT, Inoue et al. (1995)	Eau	assemblage de crayons	1-86	1-86	$\alpha_G, q_{p,crit}$	rayons X
* Basse Pression	ASU Roy et al. (1997)	R113	Annulaire	3	24,5	$\alpha, d_B, U_G, U_L, T_L, T_p, \overline{u'v'}, u', v', t', v't'$	bi-sonde optique, fil froid, thermocouple, vélocimétrie laser
	SUBO Yun et al. (2010)	Eau	Annulaire	1,5 -2	1,5-2	$\alpha_G, d_B, U_G, U_L, T_L, T_p$	bi-sonde optique, thermocouples, sonde pitot
	Dix (1971)	Fréon 114	Annulaire	3	25,5	α_G, T_L	anémométrie thermique
	KAERL, Lee et al. (2002)	Eau	Annulaire	1-2	1-2	$U_G, U_L, \alpha, d_B, a_i$	sonde conductimétrique, sonde pitot
	Purdue University, Situ et al. (2004)	Eau	Annulaire	1	1	U_G, α_G, a_i	sonde conductivimétrique

TABLE 1.1 – Inventaire des banques de données expérimentales en écoulements convectifs bouillants - $U_L, T_L, T_p, \alpha_G, d_B, U_G, a_i$ et $q_{p,crit}$ correspondent respectivement à la vitesse moyenne liquide, à la température moyenne liquide, à la température de la paroi chauffante, au taux de vide, à la vitesse moyenne du gaz, au diamètre des bulles, à la concentration d'aire interfaciale et au flux critique. - $u', v', t', \overline{u'v'}$ et $v't'$ correspondent respectivement aux fluctuations de vitesses axiale et radiale, aux fluctuations de température, et aux fluctuations croisées de vitesses et de température. * d'après François et al. (2011).

du liquide). Notons toutefois que la température liquide y est rarement mesurée de même que la température de paroi.

1.4 Objectifs et stratégie de l'étude

1.4.1 Problématiques

Les objectifs de cette étude découlent directement de la thématique explicitée précédemment et s'inscrivent dans la continuité de la thèse de Guéguen (2013). A l'issue de son travail, Guéguen (2013) dresse les deux constats suivants :

1. si le modèle qu'elle a développé semble prometteur d'un point de vue physique, sa mise en œuvre numérique reste à améliorer. En effet, la méthode de résolution utilisée ne lui permet pas, par manque de robustesse, de réaliser les études de sensibilité nécessaires à la validation de son modèle. Les conclusions qu'elle tire à l'issue de son travail doivent donc être consolidées,
2. les données expérimentales de la banque DEBORA qui ont servi de support au travail de Guéguen (2013) nécessitent d'être complétées :
 - les mesures effectuées (taux de vide, température du liquide, vitesse de la phase gazeuse) sont non-colocalisées et non simultanées,
 - la banque de données est incomplète : il manque en particulier les mesures des champs de température et de vitesse liquide moyens, de la température de paroi ainsi que des fluctuations turbulentes (fluctuations de vitesse, de température et fluctuations croisées vitesse température).
 - la mesure de température liquide manque de précision et de résolution spatiale. Le dernier point de mesure est réalisé trop loin de la paroi chauffante (1 mm), ce qui revêt un aspect limitant dans la perspective du développement d'un modèle de turbulence précis dans la zone pariétale (qui constitue la zone prioritairement impactée par l'ébullition).

Pour répondre à ces questions, Guéguen (2013) préconise de réaliser de nouveaux essais en utilisant une technique de mesure adaptée dans la boucle expérimentale DEBORA. Cette technique de mesure devra fournir, *a minima*, de manière colocalisée, des mesures de champs de température et de vitesse liquides moyens ainsi que du taux de vide en écoulement diphasique bouillant **en conditions REP ou simulantes**.

L'étude présentée dans ce document a donc vocation à répondre à ces deux objectifs principaux. Son organisation est décrite dans les paragraphes suivants.

1.4.2 Objectifs de la thèse

Un premier objectif consistera à réaliser des études de sensibilité du modèle aux différents paramètres d'entrée. Les résultats de ces études pourront servir à dresser des pers-

pectives de modélisation futures ou à orienter les essais à réaliser. Ce travail nécessite donc dans un premier temps de développer une méthode de résolution robuste afin de résoudre les problèmes numériques rencontrés par Guéguen (2013).

Un second objectif vise à développer une technique de mesure innovante dans l'installation expérimentale DEBORA afin de compléter la banque de données associée en mesurant de façon précise et colocalisée :

- la vitesse moyenne du liquide,
- la température moyenne du liquide,
- et le taux de vide.

Dans cette optique nous avons retenu la **thermo-anémométrie** car :

- la section d'essais étant totalement opaque (tube inox chauffé par effet Joule), les méthodes optiques à l'instar de ce que font Roy et al. (1997) ne sont pas utilisables,
- cette technique permet, au moins dans son principe, de distinguer les phases ainsi que de mesurer la vitesse et la température d'un écoulement à l'aide d'un seul capteur,
- elle autorise une faible résolution spatiale de la mesure (jusqu'à $\sim 2.5 \mu\text{m}$ en utilisant les capteurs de petite dimension).

1.4.3 Plan de l'étude

Ce document s'organise en deux parties principales répondant chacune aux deux objectifs rappelés au paragraphe précédent.

La première partie sera consacrée à la présentation du modèle initialement proposé Guéguen (2013) ainsi qu'au développement et à la validation de l'algorithme de résolution numérique. Elle est constituée du **chapitre 2** qui se divise en cinq sections. La première section rappellera les équations du modèle et leur établissement. La deuxième décrira la méthode de résolution numérique développée. La troisième section présentera quelques résultats du modèle qui seront comparés à des données expérimentales, ainsi que des études de sensibilité menées sur plusieurs paramètres du modèle. Enfin, la dernière section dérivera du modèle général un modèle décrivant le cas particulier d'un écoulement monophasique chauffé en régime quasi-établi. Ce dernier sera en effet utilisé au chapitre 5 pour valider les mesures thermoanémométriques obtenues en écoulement monophasique .

La seconde partie du manuscrit traitera du volet expérimental de l'étude. Elle est constituée de cinq chapitres et présente le développement de la méthode d'anémométrie thermique et de son application en écoulement diphasique bouillant (installation DEBORA en Fréon R134a).

Dans le **chapitre 3**, nous présenterons l'installation expérimentale DEBORA. Un grand soin sera accordé à la vérification de la cohérence et la précision des conditions aux limites

de la boucle.

Le **chapitre 4** sera consacré à la présentation de la méthode de mesure anémométrique et à son applicabilité dans nos conditions de mesure. Une étude bibliographique ayant montré que cette technique de mesure n'était pas utilisable en l'état dans nos conditions d'essais, nous décrirons dans une seconde partie la démarche mise en œuvre pour adapter cette technique à ces dernières. La présentation des procédures d'essais (étalonnage et mesure) fera l'objet d'une troisième partie. La dernière partie du chapitre sera consacrée à la présentation des principales limitations de la technique de mesure dans nos conditions.

Dans le **chapitre 5**, nous développerons la procédure de mesure en écoulement diphasique. Nous étudierons d'abord l'interaction entre un écoulement diphasique et la sonde de mesure à l'aide d'un dispositif expérimental annexe eau/air. Nous étendrons ensuite cette étude au cas d'un écoulement diphasique bouillant. Les observations ainsi réalisées nous conduirons alors vers une procédure de mesure en deux étapes : dans une première étape, un algorithme de discrimination phasique sera développé pour la mesure de taux de vide ; dans une seconde étape, une procédure originale reposant sur l'utilisation des histogrammes de tension sera développée pour la mesure de vitesse et de température.

Le **chapitre 6** sera ensuite consacré à la présentation des résultats obtenus en écoulement monophasique. On y présentera quelques mesures dont les champs de vitesse et de température liquides moyens, ainsi que des résultats permettant de valider la technique de mesure et les procédures expérimentales en écoulement monophasique anisotherme.

Le **chapitre 7** sera consacré à la présentation des résultats obtenus en écoulement diphasique bouillant. On y présentera en particulier les mesures de champs de vitesse, de température liquide et de taux de vide, ainsi qu'une analyse de cohérence de ces résultats. Enfin, ces mesures expérimentales seront comparées au modèle développé dans le chapitre 2.

Le chapitre **chapitre 8** rappellera les principaux résultats de cette étude. Ce chapitre proposera également quelques perspectives pour la poursuite de ce travail.

Première partie

Travaux de modélisation

Chapitre 2

Travaux sur la modélisation 2D axi-symétrique des écoulements bouillants non-établis en conduite circulaire et à haute pression

Sommaire

2.1	Introduction	18
2.2	Établissement des équations du modèle	18
2.2.1	Équations bilan dans le mélange	18
2.2.2	Bilan de masse stationnaire dans la vapeur	23
2.2.3	Synthèse des équations de bilan du modèle proposé	23
2.2.4	Relations de fermeture	24
2.2.5	Système différentiel final	32
2.3	Résolution numérique	32
2.3.1	Conditions aux limites	32
2.3.2	Algorithme de résolution numérique	36
2.3.3	Évaluation des propriétés thermophysiques	39
2.3.4	Fermetures des paramètres du modèle : \tilde{U}_b , \tilde{d}_b , u^* et θ	40
2.4	Comparaison des résultats du modèle avec la banque de donnée DEBORA	42
2.4.1	La problématique de comparaison des données	43
2.4.2	Résultats du modèle en écoulement monophasique	44
2.4.3	Résultats du modèle en écoulement diphasique bouillant	46
2.5	Études de sensibilité	52
2.5.1	Étude de sensibilité au temps de relaxation $\tilde{\theta}$	52
2.5.2	Étude de sensibilité aux échelles de turbulences \tilde{U}_b , \tilde{d}_b , u^*	55
2.6	Conclusions	57

2.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous présentons un modèle bi-dimensionnel axi-symétrique, initialement développé par Guéguen (2013), afin de décrire le développement d'un écoulement bouillant dans une conduite verticale chauffée et dans des conditions thermohydrauliques représentatives des Réacteurs à Eau Pressurisée (REP).

Les caractéristiques des écoulements de type REP (forte pression, fort flux thermique et fort débit) impliquent un fort couplage entre les phases (François et al. (2011)), ce qui a conduit Guéguen (2013) à proposer une modélisation reposant sur un modèle de mélange homogène équilibré mécaniquement (HEM), mais avec prise en compte des déséquilibres thermodynamiques. Ce modèle est fermé par un modèle de relaxation thermodynamique pour décrire la production de vapeur et par une approche de type viscosité turbulente pour décrire la turbulence dans le mélange.

Les principales équations et relations de fermetures de ce modèle sont rappelées et discutées dans la première partie du chapitre.

La méthode de résolution numérique proposée par Guéguen (2013) s'étant montrée peu robuste, nous développons dans la seconde partie de ce chapitre, une nouvelle méthode de résolution numérique. Cette dernière est basée sur un traitement séparé des équations relatives au mélange et de celles relatives à la phase vapeur.

Cette nouvelle méthode de résolution nous a ensuite permis, dans une troisième partie, de comparer de façon systématique intensive les résultats du modèle avec des données expérimentales issues de la banque de données DEBORA. Nous avons également pu étudier la sensibilité du modèle à ses principaux paramètres d'entrée, ce que Guéguen (2013) n'avait pas pu réaliser en raison du manque de robustesse de sa méthode de résolution numérique.

2.2 Établissement des équations du modèle

Nous nous plaçons dans le cadre de l'étude des écoulements diphasiques bouillants ascendants, dans une conduite verticale circulaire de rayon R , de longueur L et caractérisée par une géométrie à fort rapport d'aspect (*i.e.* $L \gg D$). On supposera également que l'écoulement est un écoulement à bulles.

Le modèle repose sur l'écriture des trois équations de bilan locales moyennées en temps (masse, quantité de mouvement et enthalpie) écrites pour le mélange, et d'une équation de conservation de la masse pour la phase vapeur. On se place en régime stationnaire.

Un schéma des coordonnées du système est présenté sur la figure 2.1, où r et z sont respectivement les coordonnées axiales et radiales du système.

2.2.1 Équations bilan dans le mélange

Les équations de bilan locales du modèle de mélange s'obtiennent par sommation sur chaque phase, des équations de bilan phasiques (Delhaye (2013)).

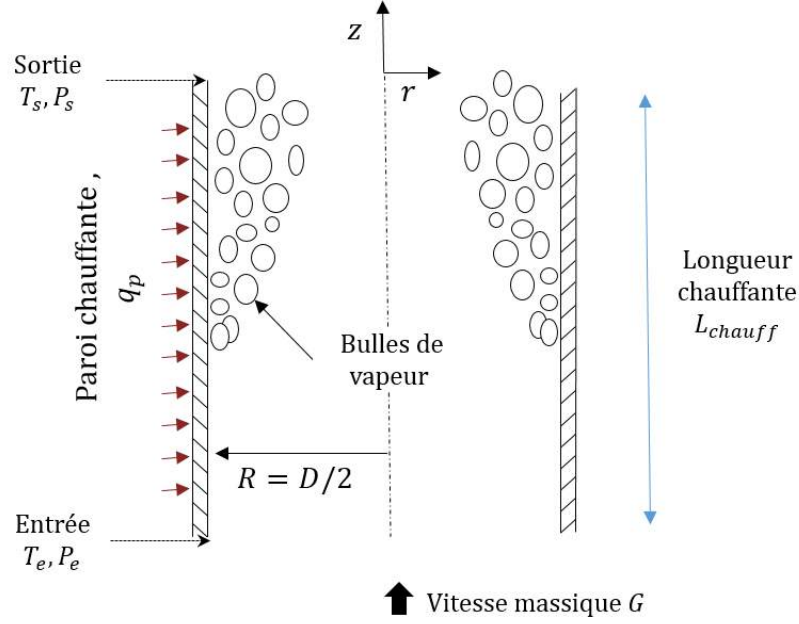


FIGURE 2.1 – Configuration géométrique de l'étude.

Bilan de masse stationnaire dans le mélange :

Le bilan de masse du mélange s'écrit :

$$\nabla \cdot (\rho_m \underline{U}_m) = 0, \quad (2.1)$$

où ρ_m et \underline{U}_m correspondent respectivement à la masse volumique et à la vitesse du mélange moyennées en temps et sont définies comme :

$$\rho_m \triangleq \alpha_G \rho_G + \alpha_L \rho_L, \quad (2.2)$$

$$\underline{U}_m \triangleq \frac{\alpha_L \rho_L \underline{U}_L + \alpha_G \rho_G \underline{U}_G}{\rho_m}. \quad (2.3)$$

Les indices L et G correspondent respectivement à la phase liquide et à la phase gazeuse. Les variables \underline{U}_k et ρ_k désignent respectivement le vecteur vitesse et la masse volumique de la phase k moyennées en temps. Le taux de présence local de la phase k, α_k est défini par la relation :

$$\alpha_k \triangleq \overline{X_k(r, t)}, \quad (2.4)$$

où $X_k(r, t)$ correspond à la Fonction Indicatrice de Phase (FIP) définie par :

$$X_k(r, t) \triangleq \begin{cases} 1 & \text{si à l'instant } t, \text{ le point défini par la coordonnée } r \text{ appartient à la phase } k, \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (2.5)$$

L'opérateur $\overline{(\cdot)}$ correspond à l'opérateur de moyenne temporelle défini par :

$$\bar{x} \triangleq \frac{1}{T} \int_0^T x(t) dt, \quad (2.6)$$

où T correspond au temps d'observation.

En coordonnées cylindriques l'équation 2.1 se réécrit :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_m U_{mr}) + \frac{\partial}{\partial z} (\rho_m U_{mz}) = 0, \quad (2.7)$$

où U_{mr} et U_{mz} désignent respectivement les composantes radiale et axiale de la vitesse de mélange. En posant :

$$G_r \triangleq \rho_m U_{mr}, \quad (2.8)$$

l'équation 2.7 se réécrit sous la forme :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial r} (r G_r) = -r \frac{\partial}{\partial z} (\rho_m U_{mz})}, \quad (2.9)$$

où G_r correspond à la vitesse massique radiale du mélange.

Bilan stationnaire de quantité de mouvement dans le mélange :

Le bilan de quantité de mouvement du mélange s'écrit (Delhaye (2013)) :

$$\nabla \cdot (\rho_m \underline{U}_m \otimes \underline{U}_m) = \rho_m \underline{g} - \nabla p_m + \nabla \cdot \underline{\tau}_m, \quad (2.10)$$

où \underline{g} corespond à la gravité et p_m à la pression locale moyennée en temps dans le mélange, définie comme :

$$p_m \triangleq \alpha_G p_G + (1 - \alpha_G) p_L, \quad (2.11)$$

où p_k désigne la pression locale dans la phase k. Le tenseur des contraintes totales dans le mélange moyenné en temps s'écrit :

$$\underline{\tau}_m \triangleq \alpha_G \underline{\tau}_G + (1 - \alpha_G) \underline{\tau}_L, \quad (2.12)$$

où $\underline{\tau}_k$ désigne le tenseur local des contraintes totales dans la phase k et résulte de la somme de trois composantes : le tenseur des contraintes visqueuses $\underline{\tau}_k^m$, le tenseur des contraintes turbulentes $\underline{\tau}_k^T$ et le tenseur des contraintes de diffusion¹ $\underline{\tau}_k^D$:

$$\underline{\tau}_k \triangleq \underline{\tau}_k^m + \underline{\tau}_k^T + \underline{\tau}_k^D. \quad (2.13)$$

En supposant que la pression p_m est constante dans une section droite de l'écoulement, on pose l'hypothèse suivante :

1. Le tenseur des contraintes de diffusion dans le $\underline{\tau}_k^D$ résulte du fait que chaque phase ne s'écoule pas à la vitesse du mélange mais à sa vitesse propre.

$$\text{[H1]} \quad \forall z : p_m(r, z) = p_m(z),$$

et en projetant l'équation 2.10 sur l'axe Oz , il vient (en utilisant le bilan de masse 2.9) :

$$\rho_m U_{mr} \frac{\partial U_{mz}}{\partial r} + \rho_m U_{mz} \frac{\partial U_{mz}}{\partial z} = -g\rho_m - \frac{dp_m}{dz} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r\tau_{mzr})}{\partial r} + \frac{\partial (r\tau_{mzz})}{\partial z} \quad (2.14)$$

où τ_{mzz} et τ_{mzr} désignent respectivement les composantes normale et orthoradiale du tenseur des contraintes du mélange.

On introduit alors l'hypothèse de couche limite à développement lent, hypothèse se justifiant par le fort rapport d'aspect de la géométrie du système étudié :

[H2] la dérivée axiale de contrainte normale τ_{mzz} est négligée devant la dérivée radiale de de la contrainte de cisaillement τ_{mzr} .

En utilisant l'équation 2.8, le bilan de quantité de mouvement du mélange se réécrit alors :

$$\boxed{\frac{\partial (r\tau_{mzr})}{\partial r} = rG_r \frac{\partial U_{mz}}{\partial r} + r\rho_m U_{mz} \frac{\partial U_{mz}}{\partial z} + rg\rho_m + r \frac{dp_m}{dz}.} \quad (2.15)$$

Bilan stationnaire d'enthalpie dans le mélange :

Cette équation s'écrit (Delhaye (2013)) :

$$\rho_m \underline{U}_m \cdot \nabla h_m = -\nabla \cdot \underline{q}_m + \left[\underline{U}_m + \alpha_G \left(\frac{\rho_L - \rho_G}{\rho_m} \right) \underline{U}_{Gj} \right] \cdot \nabla p_m + \Phi_m^\mu. \quad (2.16)$$

L'enthalpie locale moyennée en temps du mélange h_m est définie par :

$$h_m \triangleq \frac{1}{\rho_m} \sum_{k=L,G} \alpha_k \rho_k h_k, \quad (2.17)$$

où h_k désigne l'enthalpie locale moyennée en temps de la phase k . Le flux thermique surfacique dans le mélange \underline{q}_m . Il est défini par :

$$\underline{q}_m \triangleq \alpha_G \underline{q}_G + (1 - \alpha_G) \underline{q}_L, \quad (2.18)$$

où \underline{q}_k désigne le flux thermique local moyenné en temps dans la phase k et résulte de la somme de trois composantes : le flux thermique moléculaire \underline{q}_k^m , le flux thermique turbulent \underline{q}_k^T et le flux thermique de diffusion² \underline{q}_k^D :

$$\underline{q}_k \triangleq \underline{q}_k^m + \underline{q}_k^T + \underline{q}_k^D. \quad (2.19)$$

Enfin, Φ_m^μ et \underline{U}_{Gj} correspondent respectivement au terme de dissipation visqueuse dans

2. Le flux thermique de diffusion \underline{q}_k^D résulte du fait que chaque phase ne s'écoule pas à la vitesse du mélange mais à sa vitesse propre.

le mélange et à la vitesse de dérive locale de la phase dispersée qui s'écrit :

$$\underline{U}_{Gj} \triangleq \underline{U}_G - \underline{j} = (1 - \alpha_G) (\underline{U}_G - \underline{U}_L), \quad (2.20)$$

où \underline{j} correspond à la vitesse débitante du mélange :

$$\underline{j} \triangleq \alpha_G \underline{U}_G + (1 - \alpha_G) \underline{U}_L. \quad (2.21)$$

On fait alors les hypothèses suivantes :

[H3] On néglige le terme de divergence en pression dans l'équation 2.16,

[H4] On néglige le terme de dissipation visqueuse Φ_m^μ dans l'équation 2.16,

L'équation 2.16 se réécrit donc en coordonnées cylindriques :

$$G_r \frac{\partial h_m}{\partial r} + \rho_m U_{mz} \frac{\partial h_m}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial r q_{mr}}{\partial r} - \frac{\partial q_{mz}}{\partial z}, \quad (2.22)$$

où les composantes axiale et radiale du flux thermique sont respectivement notées q_{mz} et q_{mr} .

Dans le cadre de l'hypothèse de couche limite utilisée précédemment, on suppose que :

[H5] la dérivée axiale du flux thermique axial q_{mz} est négligeable devant la dérivée radiale du flux thermique radial q_{mr} .

Le bilan d'énergie du mélange se réécrit finalement :

$$\boxed{G_r \frac{\partial h_m}{\partial r} + \rho_m U_{mz} \frac{\partial h_m}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial r q_{mr}}{\partial r}.} \quad (2.23)$$

Nous allons maintenant exprimer l'enthalpie h_m en fonction du titre massique local de la vapeur. Ce dernier est défini comme :

$$x \triangleq \frac{\alpha_G \rho_G U_{Gz}}{\alpha_G \rho_G U_{Gz} + (1 - \alpha_G) \rho_L U_{Lz}}. \quad (2.24)$$

Comme mentionné dans l'introduction de ce chapitre, les écoulements que nous cherchons à étudier sont caractérisés par un fort couplage mécanique entre les phases. Nous supposons donc que les composantes axiales des vitesses phasiques U_{Lz} et U_{Gz} sont égales :

[H6] $U_{Lz} = U_{Gz}$.

La validité de cette hypothèse sera discutée ultérieurement au paragraphe 2.4.1. La relation 2.24 se réécrit alors :

$$x = \frac{\alpha_G \rho_G}{\alpha_G \rho_G + (1 - \alpha_G) \rho_L} = \frac{\alpha_G \rho_G}{\rho_m}, \quad (2.25)$$

ce qui correspond également à la concentration massique.

En combinant les équations 2.17 et 2.25, l'enthalpie locale du mélange h_m s'exprime alors en fonction des enthalpies phasiques locales moyennées en temps h_L et h_G par la relation suivante :

$$h_m = xh_G + (1 - x)h_L. \quad (2.26)$$

En combinant les équations 2.2 et 2.25, on obtient également la relation suivante entre la masse volumique du mélange ρ_m et le titre massique local de la vapeur x :

$$\rho_m = \frac{\rho_L \rho_G}{(1 - x)\rho_G + x\rho_L}. \quad (2.27)$$

2.2.2 Bilan de masse stationnaire dans la vapeur

L'équation de bilan de masse de la vapeur s'écrit en régime stationnaire :

$$\nabla \cdot (\alpha_G \rho_G \underline{U}_G) = \Gamma_G, \quad (2.28)$$

où Γ_G est le taux de production de vapeur par unité de volume.

En introduisant le flux de masse de vapeur défini relativement à la vitesse du mélange \underline{J}_{Gm} :

$$\underline{J}_{Gm} \triangleq \alpha_G \rho_G (\underline{U}_G - \underline{U}_m), \quad (2.29)$$

l'équation 2.28 se réécrit :

$$\nabla \cdot (\alpha_G \rho_G \underline{U}_m) + \nabla \cdot \underline{J}_{Gm} = \Gamma_G. \quad (2.30)$$

En combinant les équations 2.25 et 2.30 et en utilisant le bilan de masse dans le mélange (équation 2.9), le bilan de masse dans la phase vapeur se réécrit alors en coordonnées cylindriques :

$$r \frac{\partial J_{Gmz}}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial r} (r J_{Gmr}) = r \Gamma_G - r G_r \frac{\partial x}{\partial r} - r \rho_m U_{mz} \frac{\partial x}{\partial z}, \quad (2.31)$$

où J_{Gmr} et J_{Gmz} sont les composantes radiale et axiale du flux de masse de la vapeur. Par analogie avec l'hypothèse de couche limite utilisée pour simplifier les bilans de quantité de mouvement et d'enthalpie (hypothèses [H2] et [H5]), on introduit l'hypothèse suivante :

[H7] le gradient axial de la composante axiale du flux de masse de vapeur J_{Gmz} est négligé devant le gradient radial de sa composante radiale J_{Gmr} .

L'équation (2.31) se simplifie alors en :

$$\boxed{\frac{\partial}{\partial r} (r J_{Gmr}) = r \Gamma_G - r G_r \frac{\partial x}{\partial r} - r \rho_m U_{mz} \frac{\partial x}{\partial z}.} \quad (2.32)$$

2.2.3 Synthèse des équations de bilan du modèle proposé

Le système d'équations final se compose donc des quatre équations de bilan suivantes :

— bilan de masse dans le mélange :

$$\frac{\partial}{\partial r}(rG_r) = -r \frac{\partial}{\partial z}(\rho_m U_{mz}) \quad (2.33)$$

— bilan de quantité de mouvement dans le mélange :

$$\frac{\partial(r\tau_{mzr})}{\partial r} = rG_r \frac{\partial U_{mz}}{\partial r} + r\rho_m U_{mz} \frac{\partial U_{mz}}{\partial z} + rg\rho_m + r \frac{dp_m}{dz} \quad (2.34)$$

— bilan d'enthalpie dans le mélange :

$$G_r \frac{\partial h_m}{\partial r} + \rho_m U_{mz} \frac{\partial h_m}{\partial z} = -\frac{1}{r} \frac{\partial r q_{mr}}{\partial r} \quad (2.35)$$

— bilan de masse local de la phase vapeur :

$$\frac{\partial}{\partial r}(rJ_{Gmr}) = r\Gamma_G - rG_r \frac{\partial x}{\partial r} - r\rho_m U_{mz} \frac{\partial x}{\partial z} \quad (2.36)$$

Ce système comporte quatre variables indépendantes associées aux quatre équations de bilan : h_m , U_{mz} , G_r et x . On retrouve également trois inconnues supplémentaires qui correspondent aux flux : q_{mr} , τ_{mzr} et J_{Gmr} .

La masse volumique du mélange ρ_m est une variable dépendante du problème car elle s'exprime en fonction de la variable principale x à l'aide de la fermeture thermodynamique donnée par l'équation 2.27.

Afin d'intégrer le système d'équations précédent, il est donc nécessaire de le compléter à l'aide de trois relations supplémentaires de fermeture concernant les flux, qui permettront de renseigner les expressions :

- de la contrainte de cisaillement totale τ_{mzr} ,
- du flux de chaleur radial total dans le mélange q_{mr} ,
- du flux radial de masse de vapeur dans le mélange J_{Gmr} .

Il faut également exprimer le taux de production de vapeur Γ_G ainsi que le gradient de pression dp_m/dz .

2.2.4 Relations de fermeture

Dans ce paragraphe nous présentons les relations de fermeture retenues pour les quatre paramètres précédents.

Fermetures des termes turbulents τ_{mzr} et q_{mr}

Dans les écoulements monophasiques en régime quasi-établi, la contrainte de cisaillement τ_{zr} et la composante radiale du flux thermique q_r s'écrivent classiquement comme :

$$\begin{cases} \tau_{zr} = \rho\nu \frac{\partial \bar{u}}{\partial r} - \overline{\rho u'v'} \\ q_r = - \left(\lambda \frac{\partial \bar{T}}{\partial r} + \rho C_p \overline{v'T'} \right) \end{cases} \quad (2.37)$$

où ν , λ et C_p représentent la viscosité cinématique, la conductivité thermique et la chaleur massique spécifique du fluide. Les composantes turbulentes u' et v' des vitesses axiale et radiale du fluide sont définies par :

$$u' = U_z - \overline{U_z}, \quad (2.38)$$

et

$$v' = U_r - \overline{U_r}. \quad (2.39)$$

où l'opérateur $\overline{(\cdot)}$ correspond à l'opérateur de moyenne temporelle (équation 2.6). De même, la fluctuation turbulente de température T' est définie comme :

$$T' = T - \overline{T}. \quad (2.40)$$

Afin de modéliser les composantes turbulentes $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'T'}$, une approche simplifiée par gradient avec fermeture de type longueur de mélange a été retenue dans notre étude. Par analogie avec la diffusivité moléculaire, les composantes turbulentes $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'T'}$ de l'équation 2.37 s'écrivent alors :

$$\begin{cases} \overline{u'v'} = -\varepsilon_m \frac{\partial \overline{U}}{\partial r} \\ \overline{v'T'} = -\varepsilon_T \frac{\partial \overline{T}}{\partial r} \end{cases} \quad (2.41)$$

où ε_m et ε_T sont les coefficients de diffusivités turbulentes, respectivement de quantité de mouvement et d'énergie.

Nous avons retenu cette approche car, dans un premier temps, il nous a semblé opportun de rechercher un bon compromis entre la simplicité et la généralité du modèle. Si les modèles de turbulence à plusieurs équations ($k - \varepsilon$, $R_{ij-\varepsilon}$) sont par nature plus riches et complets que les modèles de diffusivités turbulentes, leur fermeture implique néanmoins de renseigner des termes pour lesquels on ne dispose que de peu d'informations expérimentales, notamment en écoulement bouillant.

En utilisant les équations 2.12, 2.13, 2.37 et 2.41 et en négligeant la composante diffusive τ_m^D , la contrainte de cisaillement dans le mélange se réécrit :

$$\begin{aligned} \tau_{mzr}(r) &= \alpha_G \tau_{Gzr} + (1 - \alpha_G) \tau_{Lzr} \\ &= \rho_G \alpha_G (\nu_G + \varepsilon_{mG}) \frac{\partial U_{Gz}}{\partial r} + \rho_L (1 - \alpha_G) (\nu_L + \varepsilon_{mL}) \frac{\partial U_{Lz}}{\partial r}, \end{aligned} \quad (2.42)$$

où ε_{mL} et ε_{mG} sont les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement dans la phase liquide et dans la phase vapeur. On fait alors l'hypothèse suivante :

[H8] On néglige la contribution de la phase dispersée, $\alpha_G \tau_{Gzr}$, devant la contribution du liquide, $(1 - \alpha_G) \tau_{Lzr}$, dans la contrainte de cisaillement du mélange τ_{mzr} .

On a donc :

$$\tau_{mzr}(r) = \rho_L (1 - \alpha_G) (\nu_L + \varepsilon_{mL}) \frac{\partial U_{Lz}}{\partial r}. \quad (2.43)$$

En supposant que la masse volumique de la vapeur est faible devant la masse volumique du liquide et en se plaçant dans le cas d'un taux de vide α_G relativement faible, on a d'après l'équation 2.3 :

$$U_{mz} \approx U_{Lz}. \quad (2.44)$$

Ceci permet de réécrire la contrainte de cisaillement dans le mélange comme :

$$\tau_{mzr}(r) = \rho_L (1 - \alpha_G) (\nu_L + \varepsilon_{mL}) \frac{\partial U_{mz}}{\partial r} \quad (2.45)$$

En utilisant les équations 2.18, 2.19, 2.37 et 2.41 et en négligeant la contribution de diffusion q_m^D , la composante radiale du flux de chaleur dans le mélange q_{mr} s'écrit :

$$q_{mr}(r) = -(1 - \alpha_G) (\lambda_L + C_{pL}\rho_L\varepsilon_{TL}) \frac{\partial T_L}{\partial r} - \alpha_G (\lambda_G + C_{pG}\rho_G\varepsilon_{TG}) \frac{\partial T_G}{\partial r} \quad (2.46)$$

où ε_{TL} et ε_{TG} représentent les diffusivités turbulentes d'énergie dans la phase liquide et dans la phase vapeur.

On fait alors l'hypothèse suivante :

[H9] On suppose que l'interface liquide/ vapeur est à l'équilibre thermodynamique et que la température de la vapeur T_G est uniforme et égale à la température de saturation T_{sat} . On néglige donc le flux de chaleur dans la phase vapeur.

L'hypothèse [H9] permet alors de simplifier la relation 2.46 qui se réduit à :

$$q_{mr}(r) = -(1 - \alpha_G) (\lambda_L + C_{pL}\rho_L\varepsilon_{TL}) \frac{\partial T_L}{\partial r}. \quad (2.47)$$

Nous allons maintenant expliciter les expressions des diffusivités turbulentes de quantité de mouvement ε_{mL} et d'énergie ε_{TL} en utilisant les travaux de [Sato and Sadatomi \(1981\)](#).

Ces auteurs proposent de modéliser ces diffusivités turbulentes en supposant que dans un écoulement à bulles, la turbulence dans la phase liquide résulte de deux contributions : la turbulence de cisaillement et une turbulence induite par la présence de bulles dans l'écoulement. La diffusivité turbulente de quantité de mouvement ε_{mL} s'écrit donc :

$$\varepsilon_{mL} = \varepsilon'_{mL} + \varepsilon_{mL}'' , \quad (2.48)$$

où ε'_{mL} représente la diffusivité turbulente correspondant à un écoulement monophasique, et

ε''_{mL} représente la diffusivité turbulente induite par la présence de bulles.

Dans les travaux de [Sato and Sadatomi \(1981\)](#), la diffusivité turbulente de cisaillement ε'_{mL} est modélisée en utilisant l'expression de [Reichardt \(1951\)](#) (établie en écoulement monophasique) :

$$\varepsilon'_{mL} = \frac{\kappa R}{6} u^* \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \left(1 + 2\left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \quad (2.49)$$

où κ correspond à la constante de von Kármán ($\kappa = 0.4$) et R correspond au rayon de la conduite. La vitesse de frottement u^* est définie par :

$$u^* \triangleq \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}}, \quad (2.50)$$

où τ_p correspond à la contrainte de cisaillement à la paroi.

L'analyse des résultats de [Laufer \(1954\)](#) par [van Driest \(1956\)](#) ayant montré que l'expression précédente surestimait les transferts turbulents en très proche paroi, ce dernier propose d'introduire un facteur d'amortissement $A(r)$ défini par :

$$A(r) = \left[1 - e\left(-\frac{y^+}{16}\right)\right]^2, \quad (2.51)$$

où y^+ correspond à la distance adimensionnelle à la paroi définie par :

$$y^+ \triangleq \frac{(R-r)u^*}{\nu_L}. \quad (2.52)$$

Nous poserons donc dans cette étude :

$$\varepsilon'_{mL} = A(r) \frac{\kappa R}{6} u^* \left(1 - \left(\frac{r}{R}\right)^2\right) \left(1 + 2\left(\frac{r}{R}\right)^2\right). \quad (2.53)$$

D'un point de vue dimensionnel, la diffusivité turbulente s'exprime comme le produit d'une échelle de longueur par une échelle de vitesse. En supposant que la turbulence engendrée par les bulles provient des tourbillons présents dans le sillage de ces dernières, [Sato and Sadatomi \(1981\)](#) proposent l'expression suivante pour la diffusivité turbulente ε''_{mL} induite par les bulles :

$$\varepsilon''_{mL} = k_2 A(r) \alpha_G(r) \frac{d_b(r)}{2} \tilde{U}_b \quad (2.54)$$

où $d_b(r)$, \tilde{U}_b correspondent respectivement au profil radial de diamètre de bulles dans l'écoulement (échelle de longueur) et à la vitesse relative moyenne entre les bulles de gaz et le liquide (échelle de vitesse). La constante k_2 est ajustée de manière empirique ($k_2 = 1.2$) sur la base d'expériences réalisées par [Sato and Sadatomi \(1981\)](#) en écoulement diphasique adiabatique (eau/air). On constate qu'en l'absence de bulles ($\alpha_G = 0$) l'expression précédente devient nulle.

La contrainte dans le mélange (équation 2.45) s'écrit alors :

$$\boxed{\tau_{mzr}(r) = \rho_L (1 - \alpha_G) (\nu_L + \varepsilon_{mL}) \frac{\partial U_{mz}}{\partial r}}. \quad (2.55)$$

où l'expression de ε_{mL} est donnée par les équations 2.48, 2.53 et 2.54.

Sato and Sadatomi (1981) font alors l'hypothèse que les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'énergie sont égales, ce qui revient à considérer un nombre de Prandtl turbulent Pr_T unitaire³. On a donc :

$$\mathbf{[H10]} \quad \varepsilon_{TL} = \varepsilon_{mL}$$

En utilisant les équations 2.25 et 2.27, on peut exprimer le taux de vide local en fonction du titre massique local x qui est une des variables principales de notre problème :

$$\alpha_G = \frac{x\rho_L}{x\rho_L + (1-x)\rho_G} \quad (2.56)$$

En combinant alors les équations 2.26, 2.25 et 2.47 et en négligeant l'influence de la pression sur l'enthalpie, on obtient alors la relation suivante :

$$\boxed{\frac{\partial h_m}{\partial r} = -\frac{(1-x)q_{mr}C_{pL}}{(1-\alpha_G)(\lambda_L + \rho_L C_{pL}\varepsilon_{hL})} - \left[\frac{h_m - h_G}{1-x} \right] \frac{\partial x}{\partial r}}. \quad (2.57)$$

Expression du flux de masse de la vapeur J_{Gmr}

Afin d'exprimer la composante radiale du flux de masse de la vapeur J_{Gmr} , nous utilisons une analogie avec le transfert de masse et la loi de Fick et proposons donc d'écrire :

$$J_{Gmr} = -\rho_m D_{tot} \frac{\partial x}{\partial r} \quad (2.58)$$

où D_{tot} est le coefficient de diffusion de la vapeur dans le liquide. On formule alors l'hypothèse suivante :

[H11] on suppose qu'il y a analogie entre le coefficient de diffusion du gaz dans le liquide et la diffusivité totale de quantité de mouvement.

Le coefficient D_{tot} s'écrit alors :

$$D_{tot} = \nu_L + \varepsilon_{mL}, \quad (2.59)$$

3. construit comme le rapport de ces deux diffusivités : $Pr_T = \varepsilon_{mL}/\varepsilon_{TL}$

ce qui permet de réécrire la composante radiale du flux de masse dans le mélange comme :

$$J_{Gmr} = -\rho_m (\nu_L + \varepsilon_{mL}) \frac{\partial x}{\partial r}. \quad (2.60)$$

Expression du taux de production de la vapeur Γ_G :

Afin d'exprimer le terme interfacial de production de la vapeur, Γ_G , une approche de type relaxation thermodynamique a été développée. Si cette approche a souvent été utilisée dans le cadre de la modélisation 1D des écoulement bouillants (Bauer et al. (1976), Bilicki and Kestin (1990), Downar-Zapolski et al. (1996)), l'approche de Guéguen (2013) constitue à notre connaissance une première tentative d'utilisation de ce type de modèle dans le cadre d'une **approche locale bi-dimensionnelle**.

Le modèle de relaxation thermodynamique suppose que si le système est localement en situation de déséquilibre thermodynamique, *i.e.* le titre massique local de vapeur x (équation 2.24) est différent du titre thermodynamique local à l'équilibre x_{eq} (équation 2.62), la vitesse de retour à l'équilibre est proportionnelle au déséquilibre entre ces deux grandeurs. On écrit donc :

$$\frac{dx}{dt} = -\frac{(x - x_{eq})}{\theta}, \quad (2.61)$$

où le titre thermodynamique à l'équilibre local $x_{eq}(r)$ est défini comme :

$$x_{eq}(r) = \frac{h_m(r) - h_{L,sat}}{h_{G,sat} - h_{L,sat}}, \quad (2.62)$$

et θ représente le temps caractéristique de retour à l'équilibre (ou temps de relaxation). Plus ce temps sera court et plus l'équilibre thermodynamique sera atteint rapidement. L'enthalpie du mélange h_m dépend du titre massique de vapeur (équation 2.26) et s'écrit en supposant que la vapeur est à saturation (hypothèse [H9]) :

$$h_m = xh_{G,sat} + (1 - x)h_L. \quad (2.63)$$

Afin de fermer localement le taux de production de vapeur Γ_G , trois cas distincts doivent alors être envisagés. Ces différents cas sont résumés dans le tableau 2.1 :

Cas		Γ_G	Configuration thermodynamique
$x = 0$	$x_{eq} < 0$	0	Écoulement monophasique
$x \leq x_{eq}$	$x_{eq} > 0$	$\rho_m \frac{(x_{eq} - x)}{\theta}$	$\Gamma_G \geq 0$: Évaporation du liquide
$x > x_{eq}$	$x_{eq} > 0$		$\Gamma_G < 0$: Condensation de la vapeur
$x > 0$	$x_{eq} \leq 0$	$-\rho_m \frac{x}{\theta}$	Condensation de la vapeur

TABLE 2.1 – Expressions du taux de production local de la vapeur Γ_G en fonction des différentes configurations thermodynamiques.

- **Dans un premier cas**, si on est en présence de liquide froid sans vapeur, le titre massique x est localement nul et le titre thermodynamique x_{eq} est localement négatif. Tant que l'enthalpie locale du liquide h_L reste inférieure à l'enthalpie de saturation du liquide $h_{L,sat}$, il n'y a pas de production de vapeur et le taux de production Γ_G est nul :

$$\Gamma_G = 0 \quad (2.64)$$

- **Dans un deuxième cas**, si le titre thermodynamique à l'équilibre local est supérieur à zéro (*i.e.* l'enthalpie du mélange est localement supérieure à l'enthalpie du liquide saturé $h_{L,sat}$), on distingue trois configurations différentes :

- si l'écoulement liquide ($x = 0$) devient suffisamment chaud pour que localement son enthalpie atteigne l'enthalpie de saturation du liquide ($x_{eq} \geq 0$), il y a alors localement création de vapeur,
- si l'écoulement est localement diphasique ($x > 0$) et que le titre massique de vapeur est inférieur au titre à l'équilibre thermodynamique ($x_{eq} \geq x > 0$), il y a alors production de vapeur,
- si le mélange diphasique ($x > 0$) présente un titre massique de vapeur supérieur au titre thermodynamique à l'équilibre mais que ce dernier reste positif ($x > x_{eq} > 0$), il y a alors condensation d'une partie de la vapeur,

Dans les trois cas, l'écoulement évolue vers une situation d'équilibre diphasique (caractérisée par la condition d'équilibre thermodynamique $x = x_{eq}$). On a alors :

$$\Gamma_G = \rho_m \frac{x_{eq} - x}{\theta} \quad (2.65)$$

- Enfin, **dans un dernier cas**, si le mélange diphasique ($x > 0$) est localement sous-refroidi, son enthalpie étant inférieure à l'enthalpie de saturation du liquide ($x_{eq} \leq 0$), le mélange évolue alors vers une situation d'équilibre monophasique et la vapeur se condense :

$$\Gamma_G = -\rho_m \frac{x}{\theta} \quad (2.66)$$

Expression du temps de relaxation θ :

Le temps de relaxation θ apparaît comme un paramètre fondamental du modèle car il impacte directement la vitesse de production/disparition de la vapeur et donc la quantité de vapeur produite/condensée par unité de temps.

Afin de renseigner ce paramètre, nous cherchons ici à en estimer un ordre de grandeur dans nos gammes de fonctionnement en utilisant un bilan d'énergie aux interfaces liquide/vapeur.

Le flux de chaleur volumique q_{ki} , échangé à l'interface entre les deux phases, est proportionnel à l'écart entre la température T_k de la phase k et la température de l'interface T_i (figure 2.67) :

$$q_{ki} = \mathcal{H}_{Li} a_i (T_i - T_k), \quad (2.67)$$

où \mathcal{H}_{Li} et a_i correspondent respectivement au coefficient d'échange thermique interfacial et

à la concentration d'aire interfaciale.

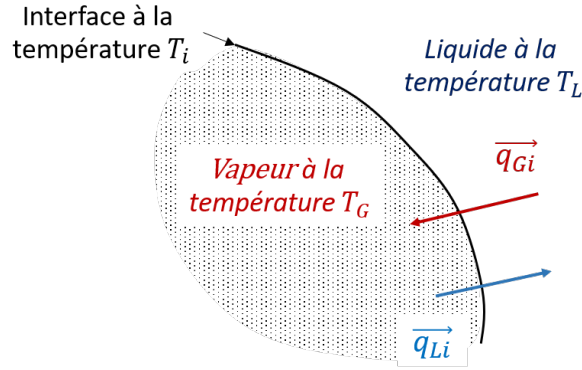


FIGURE 2.2 – Bilan d'énergie à l'interface liquide/vapeur.

Le taux de production de vapeur Γ_G s'écrit donc :

$$\Gamma_G = -\frac{q_{Li} + q_{Gi}}{h_{Gi} - h_{Li}}, \quad (2.68)$$

où h_{Gi} et h_{Li} sont les enthalpies locales de la vapeur et du liquide à l'interface. Si on suppose d'une part, que ces enthalpies sont proches des enthalpies phasiques de saturation, et d'autre part que la température du gaz est uniforme et égale à la température de saturation (ceci revient à considérer que le flux de chaleur est nul dans la phase vapeur, hypothèse **H10**), l'équation 2.68 se réécrit :

$$\Gamma_G = -\frac{q_{Li}}{H_{LG}}, \quad (2.69)$$

où H_{LG} désigne la chaleur latente de vaporisation et q_{Li} désigne le flux de chaleur dans le liquide qui s'écrit alors (équation 2.67) :

$$q_{Li} = \mathcal{H}_{Li} a_i (T_{sat} - T_L). \quad (2.70)$$

La totalité du flux de chaleur q_{Li} à l'interface liquide/vapeur sert alors à condenser de la vapeur, lorsque q_{Li} est positif (*i.e.* $T_{sat} > T_L$), ou à vaporiser du liquide lorsque q_{Li} est négatif (*i.e.* $T_{sat} < T_L$).

En combinant les équations 2.67 et 2.70, il vient alors :

$$\Gamma_G H_{LG} = \mathcal{H}_{Li} a_i (T_L - T_{sat}), \quad (2.71)$$

ce qui se réécrit dans le cas de l'évaporation (*c.f.* tableau 2.1) :

$$\rho_m \frac{(x_{eq} - x)}{\theta} = \frac{\mathcal{H}_{Li} a_i (T_L - T_{sat})}{H_{LG}}. \quad (2.72)$$

En combinant les équations 2.62 et 2.63, et en négligeant l'influence de la pression sur

l'enthalpie, on peut exprimer la quantité $x_{eq} - x$ de la manière suivante :

$$(x_{eq} - x) \approx \frac{(1 - x) C_{pL} (T_L - T_{sat})}{H_{LG}}, \quad (2.73)$$

En combinant les équations 2.72 et 2.73 on obtient donc, dans le cas de l'évaporation, l'expression suivante :

$$\theta = \frac{\rho_m (1 - x) C_{pL}}{\mathcal{H}_{Li} a_i} \quad (2.74)$$

On constate que le temps de relaxation est inversement proportionnel au produit $\mathcal{H}_{Li} a_i$ ($\text{W.m}^{-3}.\text{K}^{-1}$), qui représente la puissance volumique échangée aux interfaces par unité de température. Plus ce paramètre est important (en raison d'un grand nombre d'interfaces par exemple), plus l'échange thermique entre les phase est efficace, et plus le retour à l'équilibre thermodynamique (*i.e.* la production/destruction de vapeur) se fait rapidement.

En utilisant l'équation 2.25 et considérant que la concentration d'aire interfaciale a_i s'exprime pour une population monodispersée de bulles sphériques (de diamètre d_b) comme :

$$a_i = \frac{6\alpha_G}{d_b}, \quad (2.75)$$

l'équation 2.74 se réécrit dans le cas de l'évaporation :

$$\theta = \frac{\rho_G C_{pL} d_b (1 - x)}{6\mathcal{H}_{Li} x} \approx \frac{\rho_G C_{pL} d_b}{6\mathcal{H}_{Li} x}. \quad (2.76)$$

Dans le cas de la condensation, un calcul similaire permet d'obtenir :

$$\theta = \frac{\rho_G C_{pL} d_b (1 - x)}{6\mathcal{H}_{Li} (x - x_{eq})} \approx \frac{\rho_G C_{pL} d_b}{6\mathcal{H}_{Li} (x - x_{eq})}. \quad (2.77)$$

2.2.5 Système différentiel final

Le système final d'équations du modèle, comprenant les équations de bilan ainsi que les relations de fermetures, est présenté dans les tableaux 2.2 et 2.3.

2.3 Résolution numérique

Dans cette section, nous présentons la méthode de résolution numérique que nous avons développée pour résoudre le système différentiel précédent.

2.3.1 Conditions aux limites

Conditions aux limites à l'entrée de la section d'essais (en $z = 0$)

Afin de résoudre le système différentiel présenté dans le tableau 2.2, il est nécessaire d'imposer les conditions aux limites à l'entrée de la section d'essais.

On suppose alors que l'écoulement est monophasique liquide établi et isotherme à l'entrée

$$\mathcal{S} = \left\{ \begin{array}{l}
\frac{\partial (r\tau_{mzr})}{\partial r} = rG_r \frac{\partial U_{mz}}{\partial r} + r\rho_m U_{mz} \frac{\partial U_{mz}}{\partial z} + r \frac{dp_m}{dz} + r\rho_m g \quad \text{eq. 2.15} \\
\frac{\partial (rq_{mr})}{\partial r} = -r\rho_m U_{mz} \frac{\partial h_m}{\partial z} - rG_r \frac{\partial h_m}{\partial r} \quad \text{eq. 2.22} \\
\frac{\partial (rG_r)}{\partial r} = -r \frac{\partial (\rho_m U_{mz})}{\partial z} \quad \text{eq. 2.9} \\
\frac{\partial U_{mz}}{\partial r} = \frac{\tau_{mzr}}{\rho_L(1 - \alpha_G)(\nu_L + \varepsilon_{mL})} \quad \text{eq. 2.55} \\
\frac{\partial h_m}{\partial r} = -\frac{(1-x)q_{mr}C_{pL}}{(1 - \alpha_G)(\lambda_L + \rho_L C_{pL}\varepsilon_{mL})} - \left[\frac{h_m - h_{Gsat}}{1-x} \right] \frac{\partial x}{\partial r} \quad \text{eq. 2.57} \\
\frac{\partial (rJ_{Gmr})}{\partial r} = r\Gamma_G - rG_r \frac{\partial x}{\partial r} - r\rho_m U_{mz} \frac{\partial x}{\partial z} \quad \text{eq. 2.32} \\
\frac{\partial x}{\partial r} = -\frac{J_{Gmr}}{\rho_m(\nu_L + \varepsilon_{mL})} \quad \text{eq. 2.60}
\end{array} \right\} = \mathcal{S}_m$$

TABLE 2.2 – Système différentiel à résoudre

$$\Gamma_G = \begin{cases} 0 & \text{si } x_{eq} < 0 \text{ et } x = 0 \\ \frac{\rho_m}{\theta} \left(\frac{h_m - h_{Gsat}}{h_{Gsat} - h_{Lsat}} - x \right) & \text{si } x_{eq} > 0 \\ -\frac{\rho_m}{\theta} x & \text{si } x_{eq} < 0 \text{ et } x > 0 \end{cases} \quad \text{tab. 2.1}$$

$$\theta = \frac{\rho_G C_{pL} \tilde{d}_b}{6X(z) \widetilde{\mathcal{H}}_{Li}} \quad \text{eq. 2.90}$$

$$X(z) = \begin{cases} X_{eq}(z) - X_{eq,OSV} \exp\left(\frac{X_{eq}(z)}{X_{eq,OSV}} - 1\right) & \text{si } X_{eq}(z) > X_{eq,OSV} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad \text{eq. 2.96}$$

$$\widetilde{\mathcal{H}}_{Li} = \frac{\lambda_L}{\tilde{d}_b} \left(2 + 0.6 \tilde{Re}_b^{0.5} Pr_L^{0.3} \right) \quad \text{avec } \tilde{Re}_b = \frac{\tilde{U}_b \tilde{d}_b}{\nu_L} \text{ et } Pr_L = \frac{\mu_L C_{pL}}{\lambda_L} \quad \text{eq. 2.93}$$

$$\varepsilon_{mL} = \varepsilon'_{mL} + \varepsilon''_{mL}$$

$$\varepsilon'_{mL} = A(r) \frac{\kappa R}{6} u^* \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \left(1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \quad \text{eq. 2.53}$$

$$\varepsilon''_{mL} = A(r) k_2 \alpha_G(r) \frac{\tilde{d}_b}{2} \tilde{U}_b \quad \text{eq. 2.54}$$

$$A(r) = \left[1 - e^{-\left(\frac{(R-r) u^*}{16\nu_L} \right)} \right]^2 \quad \text{eq. 2.51}$$

$$u^* = \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}} \quad \text{eq. 2.91}$$

$$\tau_p = 0.018 Re^{-0.182} \frac{G^2}{\rho_L} \quad \text{eq. 2.80}$$

$$k_2 = 1.2$$

$$\alpha_G(r) = \frac{x \rho_L}{x \rho_L + (1-x) \rho_G} \quad \text{eq. 2.56}$$

$$\tilde{U}_b = \sqrt{2} \left(\frac{g \sigma (\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{1/4} \quad \text{eq. 2.90}$$

$$\tilde{d}_b = \frac{2.42 \cdot 10^{-5} a P_s^{0.709}}{\sqrt{b \phi}} \quad \text{eq. A.1}$$

TABLE 2.3 – Synthèse des relations de fermeture du modèle.

de la section d'essais (en $z = 0$). Les conditions aux limites axiales s'écrivent alors :

$$\mathbf{Y}(r, 0) = \begin{pmatrix} r\tau_{mzr} \\ r q_{mr} \\ G_r \\ U_{mz} \\ h_{mz} \\ r J_{Gmr} \\ x \end{pmatrix}_{r, z=0} = \begin{pmatrix} r\tau_{L0}(r) \\ 0 \\ 0 \\ U_{L0}(r) \\ h_{L,e}(r) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (2.78)$$

où \mathbf{Y} représente le vecteur des inconnues.

- L'enthalpie du liquide $h_{L,e}(r)$ est considérée uniforme sur le diamètre d'entrée du tube. Elle est calculée à la température d'entrée T_e et à la pression de sortie P_s .
- On suppose que le profil de contrainte de cisaillement dans liquide $\tau_{L0}(r)$ dépend linéairement de la position radiale dans le tube et s'écrit :

$$\tau_{L0}(r) = -\frac{r}{R}\tau_p, \quad (2.79)$$

où la contrainte de frottement pariétale τ_p est calculée à partir de la corrélation monophasique de [MacAdams \(1954\)](#). Cette dernière s'écrit :

$$\tau_p = \frac{C_f G^2}{2 \rho_L}, \quad (2.80)$$

où C_f est le coefficient de frottement calculé comme :

$$C_f = 0.036 Re^{-0.182} \quad \text{pour } 4.10^4 < Re < 10^7. \quad (2.81)$$

La vitesse massique G est définie par la relation suivante :

$$G \triangleq \frac{\dot{m}}{S}, \quad (2.82)$$

où S représente la section de passage du fluide et \dot{m} le débit massique. Enfin, Re correspond au nombre de Reynolds de l'écoulement qui s'écrit :

$$Re \triangleq \frac{GD}{\mu_L}. \quad (2.83)$$

- On suppose également que l'écoulement est fortement turbulent ($Re > 10^4$). Le profil de vitesse liquide en entrée de section d'essai $U_{L0}(r)$ sera donc calculé à l'aide des lois de profils universelles.

Conditions aux limites radiales

Afin de pouvoir intégrer radialement le système différentiel présenté dans le tableau 2.2, il est nécessaire de disposer pour chaque cote axiale, de sept conditions aux limites radiales. Nous avons choisi arbitrairement de spécifier ces conditions aux limites au centre du tube ($r = 0$). Ce choix permet alors d'exprimer simplement les quatre conditions aux limites suivantes :

$$\begin{cases} r\tau_{mzr}(0, z) = 0 \\ rq_{mr}(0, z) = 0 \\ rG_r(0, z) = 0 \\ rJ_{Gmr}(0, z) = 0 \end{cases} \quad (2.84)$$

En revanche, la vitesse $U_{mz}(0, z)$, l'enthalpie du mélange $h_m(0, z)$ ainsi que le titre massique $x(0, z)$ sont des inconnues qui devront être déterminées à chaque cote axiale à l'aide d'une procédure numérique spécifique qui est présentée dans le paragraphe suivant.

Notons enfin que le gradient de pression dp_m/dz , que nous supposons radialement uniforme (et qui intervient dans le bilan de quantité de mouvement - équation 2.15), doit également être déterminé à chaque cote axiale.

2.3.2 Algorithme de résolution numérique

Du point de vue de la résolution numérique, les équations seront intégrées radialement à l'aide de la méthode de Runge-Kutta d'ordre 4 à pas adaptatif. L'intégration axiale selon z se fera à l'aide d'un schéma de discrétisation en différences finies du premier ordre avec décentrement amont :

$$\left. \frac{\partial \mathbf{Y}}{\partial z} \right|_{z=z_k} = \frac{\mathbf{Y}(z_k) - \mathbf{Y}(z_k - \Delta z)}{\Delta z}, \quad (2.85)$$

où Δz correspond au pas d'espace axial.

Comme nous l'avons précisé précédemment, il n'est pas possible de spécifier directement l'ensemble des conditions aux limites radiales permettant de résoudre le système différentiel. Par conséquent, afin d'obtenir à chaque cote axiale, les conditions aux limites manquantes :

- $U_{mz0} = U_{mz}(0, z)$,
- $h_{mz0} = h_m(0, z)$,
- $x_{z0} = x(0, z)$,
- et dp_m/dz ,

la méthode de résolution consiste à réaliser des itérations successives sur ces quatre paramètres jusqu'à ce que les conditions limites suivantes soient respectées :

$$\left\{ \begin{array}{ll} U_{mz}(R, z) = 0 & \text{condition d'adhérence à la paroi} \\ q_{mr}(R, z) = -q_p & \text{égalité des flux thermique à la paroi} \\ G_r(R, z) = 0 & \text{condition d'imperméabilité à la paroi} \\ J_{Gmr}(R, z) = 0 & \text{condition d'imperméabilité à la vapeur} \end{array} \right. \quad (2.86)$$

Un algorithme de résolution numérique a été spécialement développé afin de réaliser ce processus itératif. Son fonctionnement repose sur la séparation du système différentiel principal \mathcal{S} en deux sous-systèmes :

- un premier sous-système incluant les cinq équations relatives au mélange, que l'on notera \mathcal{S}_m (*c.f.* tableau 2.2),
- un second sous-système incluant les deux équations relatives à la production de la vapeur, que l'on notera \mathcal{S}_G (*c.f.* tableau 2.2).

Les vecteurs des inconnues associées à ces deux sous systèmes sont respectivement notés \mathbf{Y}_m et \mathbf{Y}_G . Ils sont définis par :

$$\mathbf{Y}_m(r, z) = \begin{pmatrix} r\tau_{mzr} \\ rq_{mr} \\ rG_r \\ U_{mz} \\ h_m \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Y}_G(r, z) = \begin{pmatrix} J_{Gmr} \\ x \end{pmatrix}. \quad (2.87)$$

Les sous-systèmes \mathcal{S}_G et \mathcal{S}_m ainsi obtenus sont liés. En effet, la résolution du système \mathcal{S}_G nécessite de connaître au préalable le vecteur \mathbf{Y}_m (*c.f.* tableau 2.2). De même, la résolution du système \mathcal{S}_m nécessite de déterminer au préalable le vecteur \mathbf{Y}_G .

Face à ce constat, nous avons développé une méthode qui résout alternativement les deux sous-systèmes \mathcal{S}_G et \mathcal{S}_m à chaque cote axiale $z_k = k\Delta z$. La figure 2.3 en schématise le fonctionnement général. Deux phases principales doivent être considérées dans la résolution numérique :

- Phase 1

Dans une première phase, on initialise le vecteur \mathbf{Y}_G en utilisant la solution du problème à la cote précédente (étape ① sur la figure 2.3). Ceci permet de résoudre le sous-système \mathcal{S}_m (étape ②). Le vecteur solution $\mathbf{Y}_{m,i}$ ainsi obtenu permet alors de résoudre le système relatif à la vapeur \mathcal{S}_G (étape ③ sur la figure 2.3).

Les étapes ② et ③ sont répétées de façon itérative jusqu'à ce que la solution ait convergé, c'est à dire que le vecteur $\mathbf{Y}_{G,i-1}$ injecté à l'étape ② soit égal au vecteur $\mathbf{Y}_{G,i}$ calculé durant l'étape ③. En pratique, cette condition est considérée comme satisfaite lorsque le

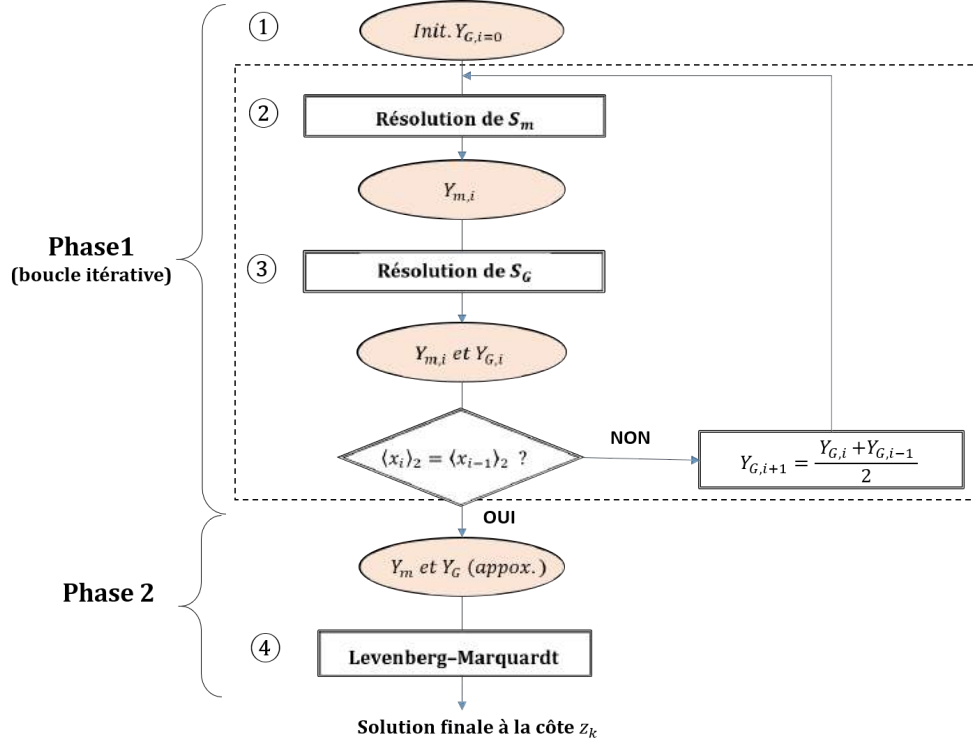


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de l’algorithme de résolution numérique à la cote z_k - $\langle x \rangle_2$ correspond au titre massique moyenné sur la section de passage.

titre massique moyenné sur la section d’essai :

$$\langle x \rangle_2 = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi x r dr, \quad (2.88)$$

varie relativement de moins de 0.1% entre deux itérations successives.

Ainsi qu’indiqué sur les figures 2.4 et 2.5, les systèmes \mathcal{S}_m et \mathcal{S}_G sont résolus en utilisant des boucles itératives imbriquées, relativement à U_{mz0} , h_{mz0} , dp_m/dz et x_{z0} . La méthode de Newton-Raphson monodimensionnelle est utilisée pour calculer les valeurs de ces paramètres lors des itérations successives.

- Phase 2

Une fois la convergence atteinte, les vecteurs $\mathbf{Y}_{G,i}$ et $\mathbf{Y}_{m,i}$ obtenus lors de la première phase sont permettent d’initialiser un algorithme de Levenberg-Marquardt (étape ④ sur la figure 2.3) qui est ensuite utilisé pour obtenir le zéro la fonction objectif \mathcal{F} définie par :

$$\mathcal{F} : \begin{bmatrix} U_{mz,0} \\ h_{mz0} \\ x_{z0} \\ dp_m/dz \end{bmatrix} \rightarrow \sqrt{\left(\frac{U_{mz,R}}{U_{mz,max}}\right)^2 + \left(\frac{G_{r,R}}{G_{r,max}}\right)^2 + \left(\frac{q_{mr,R} + q_p}{q_p}\right)^2 + \left(\frac{J_{Gmr,R}}{J_{Gmr,max}}\right)^2} \quad (2.89)$$

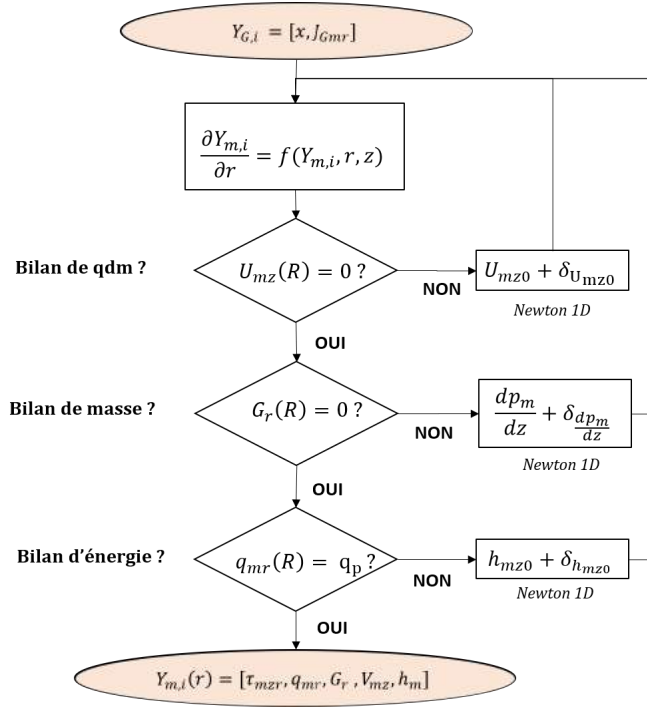


FIGURE 2.4 – Algorithme de résolution du sous-système relatif au mélange, \mathcal{S}_m (étape ② sur la figure 2.3)

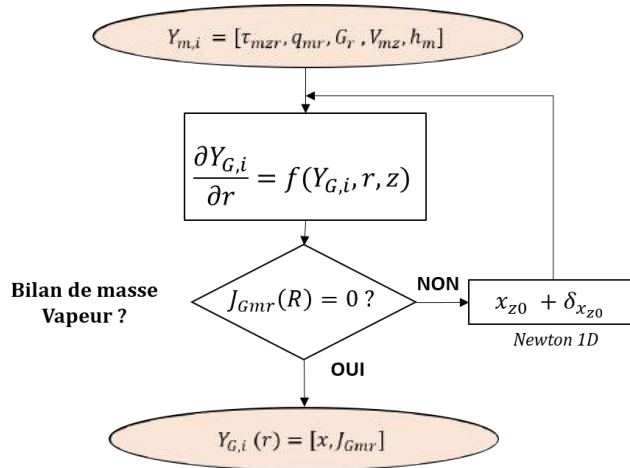


FIGURE 2.5 – Algorithme de résolution du sous-système relatif au mélange, \mathcal{S}_m (étape ③ sur la figure 2.3)

où R et max signifient respectivement "évalué en $r = R$ " et "maximum en terme de valeur absolue". En effet, d'après l'équation 2.86, la fonction \mathcal{F} s'annule quand les conditions aux limites sont respectées à la paroi.

2.3.3 Évaluation des propriétés thermophysiques

Les propriétés thermophysiques du liquide sont évaluées à l'enthalpie locale du liquide, h_L , et à la pression de sortie de la section d'essais P_s , à l'aide des tables d'état du NIST⁴. Si

4. National Institute of Standards and Technology, webbook.nist.gov

l'enthalpie locale du liquide h_L est supérieure à l'enthalpie liquide de saturation $h_{L,sat}$ (cas du liquide surchauffé), les propriétés physiques sont obtenues par extrapolations linéaires des tables d'état à pression constante.

Les propriétés thermophysiques du liquide sont évaluées à saturation à la pression de sortie de la section d'essais P_s .

2.3.4 Fermetures des paramètres du modèle : \tilde{U}_b , \tilde{d}_b , u^* et θ

Afin de résoudre les systèmes \mathcal{S}_m et \mathcal{S}_G , quatre paramètres sont à spécifier en plus des conditions aux limites thermohydrauliques de l'essai calculé (*i.e.* la pression P_s , le flux thermique surfacique q_p , la vitesse massique G et la température d'entrée T_e). Ces paramètres sont la vitesse de dérive \tilde{U}_b , le diamètre des bulles de vapeur \tilde{d}_b , la vitesse de frottement u^* et le temps de relaxation θ . Ces différentes variables interviennent dans les expressions de la diffusivités turbulentes, et du taux de production de vapeur Γ_G (*c.f.* tableau 2.2).

Vitesse de dérive \tilde{U}_b

L'échelle de vitesse \tilde{U}_b est déterminée à l'aide de la corrélation d'Ishii (1977) qui permet de calculer la vitesse de dérive en écoulement à bulles et s'écrit :

$$\tilde{U}_b \sim \sqrt{2} \left(\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_G)}{\rho_L^2} \right)^{1/4}, \quad (2.90)$$

où σ correspond à la tension de surface. Dans cette expression, comme dans le reste de ce paragraphe, les propriétés thermophysiques du liquide seront évaluées à la température moyenne du liquide en sortie de section d'essais, température déduite d'un bilan thermique mono-dimensionnel. Les propriétés de la vapeur seront quant à elles évaluées à saturation.

Diamètre de bulle \tilde{d}_b

Contrairement à Sato and Sadatomi (1981) qui imposent un profil radial de diamètre de bulle $d_b(r)$, nous le considérerons, dans une première étape, constant sur le rayon du tube et égal au diamètre de détachement donné par le modèle d'Unal (1976), dont une description est donnée dans l'annexe A.1.

Vitesse de frottement u^*

La vitesse de frottement est donnée par l'équation suivante :

$$u^* \triangleq \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}}. \quad (2.91)$$

Dans cette équation, la contrainte de frottement pariétale τ_p sera calculée l'aide de la corrélation monophasique de MacAdams (1954) (équation 2.80), comme le recommande Guéguen (2013).

Notons au passage, que la contrainte de frottement pourrait être directement déduite du gradient de pression axial dp_m/dz qui est calculé par le code à chaque cote axiale. Néanmoins, dans une première étape, nous avons préféré le spécifier comme un paramètre d'entrée du modèle afin d'évaluer son influence sur les résultats obtenus.

Temps de relaxation θ

Afin de fermer le temps de relaxation θ , on cherche ici à en déterminer un ordre de grandeur. **Dans un premier temps**, nous l'approximerons par une valeur constante sur le rayon du tube. Le temps de relaxation θ étant donné par l'équation 2.76, nous retiendrons l'expression suivante pour calculer son ordre de grandeur :

$$\tilde{\theta}(z) = \frac{\rho_G C_{pL} \tilde{d}_b}{6X(z) \widetilde{\mathcal{H}}_{Li}}, \quad (2.92)$$

où $X(z)$ correspond au titre massique moyen de vapeur à la cote z . Le temps de relaxation $\tilde{\theta}$ dépend donc de la coordonnée axiale.

Le coefficient d'échange de chaleur moyen \mathcal{H}_{Li} sera calculé à l'aide de la corrélation de [Ranz and Marshall \(1952\)](#) dans laquelle les grandeurs locales sont remplacées par leurs équivalents moyennés. Cette corrélation s'écrit alors pour $0 < \widetilde{Re}_b < 200$:

$$\widetilde{\mathcal{H}}_{Li} = \frac{\lambda_L}{\tilde{d}_b} \left(2 + 0.6 \widetilde{Re}_b^{0.5} Pr_L^{0.3} \right), \quad (2.93)$$

où \widetilde{Re}_b correspond au nombre de Reynolds de bulles défini par :

$$\widetilde{Re}_b \triangleq \frac{\tilde{U}_b \tilde{d}_b}{\nu_L}, \quad (2.94)$$

et Pr_L correspond au nombre de Prandtl du liquide :

$$Pr_L \triangleq \frac{\mu_L C_{pL}}{\lambda_L}. \quad (2.95)$$

Nous précisons que cette corrélation n'est *a priori* pas adaptée au cas des écoulements bouillants (elle concerne initialement l'évaporation de gouttelettes). Toutefois ce modèle est largement utilisée, notamment dans les codes de CFD diphasique et en particulier le code NEPTUNE_CFD ([Guelfi et al. \(2005\)](#)). Cette corrélation sera donc utilisée dans cette étude à titre préliminaire mais une étude de sensibilité à son impact s'avérerait sans doute nécessaire.

Le titre massique moyen $X(z)$ sera calculé à chaque cote axiale à l'aide de la corrélation de [Levy \(1967\)](#). Cette corrélation permet en effet de relier le titre massique $X(z)$ et le titre

thermodynamique à l'équilibre moyen X_{eq} , par la relation suivante :

$$X(z) = \begin{cases} X_{eq}(z) - X_{eq,OSV} \exp\left(\frac{X_{eq}(z)}{X_{eq,OSV}} - 1\right) & \text{si } X_{eq}(z) > X_{eq,OSV} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (2.96)$$

où $X_{eq,OSV}$ correspond au titre thermodynamique à l'équilibre moyen du point d'apparition significative de vapeur, qui est donné par le modèle de [Saha and Zuber \(1974\)](#) :

$$X_{eq,OSV} = \begin{cases} -0.0022 \frac{q_p DC_{pL}}{\lambda_L H_{LG}} & \text{si } Pe < 70000 \\ -154 \frac{q_p}{GH_{LG}} & \text{si } Pe \geq 70000 \end{cases} \quad (2.97)$$

où le nombre de Péclet Pe est défini comme :

$$Pe \triangleq \frac{GDC_{p,L}}{\lambda_L}. \quad (2.98)$$

Dans l'ensemble de ces relations les propriétés thermophysiques du liquide sont calculées à la température moyenne du liquide déduite d'un bilan thermique mono-dimensionnel.

Le titre thermodynamique à la cote $X_{eq}(z)$ est calculé classiquement à l'aide d'un bilan thermique mono-dimensionnel :

$$X_{eq}(z) = \frac{H_{Le} + \frac{2q_p z}{GR} - H_{L,sat}}{H_{LG}}. \quad (2.99)$$

On constate que si le titre thermodynamique à l'équilibre $X_{eq}(z)$ est inférieur au titre thermodynamique d'apparition significative de la vapeur $X_{eq,OSV}$, l'écoulement reste monophasique et, d'après l'équation 2.92, le temps de relaxation $\tilde{\theta}$ tend vers l'infini. Par définition, le taux de production de vapeur Γ_G devient alors nul (*c.f.* tableau 2.1).

2.4 Comparaison des résultats du modèle avec la banque de donnée DEBORA

L'objectif de cette section est d'évaluer les capacités de notre modèle en comparant ses résultats avec des données expérimentales issues de la banque de données DEBORA. Une description complète et détaillée de l'installation expérimentale associée est donnée au chapitre 3.

Sept essais ont été sélectionnés dans la banque de données existante : trois d'entre eux correspondent à des écoulements monophasiques liquides et quatre d'entre eux correspondent à des écoulements diphasiques en sortie de section d'essais.

Les conditions thermohydrauliques de chacun de ces essais sont décrites dans le tableau

2.4.

	Référence de l'essai	Fluide	L_{chauff} (m)	P_s (bar)	G (kg/m ² /s)	q_p (kW/m ²)	T_e (°C)	$X_{eq,s}$	K_1
mono-phasique	G5P26W16Te20	R12	3.5	26.2	5120	73.9	20.5	-0.724	/
	G5P26W16Te30	R12	3.5	26.2	5009	73.9	30.8	-0.604	/
	G5P26W16Te40	R12	3.5	26.2	5013	73.9	40.6	-0.490	/
di-phasique	TG2P26W6Te75	R134a	2.5	26.6	1961	39.5	74.8	-0.0064	0.94
	TG2P26W13Te68	R134a	2.5	26.6	1963	85.4	68	-0.0064	0.92
	TG2P26W15Te66	R134a	2.5	26.6	1961	100.3	65.9	-0.0046	0.95
	TG2P26W17Te64	R134a	2.5	26.6	1970	116.2	63.6	-0.0006	0.93

TABLE 2.4 – Conditions thermohydrauliques des essais retenus dans l'étude. K_1 correspond à la constante définie par l'équation 2.100. L_{chauff} correspond à la longueur chauffante. $X_{eq,s}$ correspond au titre thermodynamique à l'équilibre moyen calculé en sortie de section d'essais. Le diamètre de la section d'essais est égal à $D = 19.2$ mm.

Lors des essais monophasiques, la longueur chauffante a été fixée à 3.5 m. Seuls l'évolution axiale des températures de paroi $T_p(z)$ (pour quatre positions correspondant à $z = 1.5$ m, $z = 2.5$ m, $z = 3$ m, $z = 3.5$ m) ainsi que les profils radiaux de température liquide $T_L(r)$ ont été mesurés (à l'aide d'un thermocouple de 500 μ m de diamètre).

Lors des essais bouillants, la longueur chauffante a été fixée à 2.5 m. Les profils de température liquide $T_L(r)$, de vitesse de la vapeur $U_{Gz}(r)$ et de taux de vide $\alpha_G(r)$ ont été mesurés à la sortie de la section chauffante (en $z = 2.5$ m), à l'aide d'un thermocouple (de 500 μ m de diamètre) et d'une bi-sonde optique. Les températures de paroi n'ayant pas été mesurées dans ces essais, nous utiliserons la corrélation de [Frost and Dzakowic \(1967\)](#) pour en estimer la valeur. Cette corrélation est décrite en détail au chapitre 3 (équation 3.23).

2.4.1 La problématique de comparaison des données

Vitesse du mélange

Le modèle présenté dans la section précédente calcule la vitesse du mélange U_{mz} (équation 2.3). Afin de pouvoir comparer les résultats du modèle avec les données expérimentales, on a donc cherché à construire le profil de vitesse du mélange $U_{mz}(r)$ à partir du profil expérimental de vitesse vapeur $U_{Gz}(r)$ issu de la banque de données. A cette fin, il est nécessaire de disposer d'un profil de vitesse liquide $U_{Lz}(r)$.

Dans l'hypothèse où les deux phases sont mécaniquement couplées (hypothèse **[H6]**), on pose :

$$U_{Lz}(r) = K_1 U_{Gz}(r) \quad (2.100)$$

où K_1 est une constante de proportionnalité supposée constante. La valeur de cette constante

peut être déduite du bilan de masse sur le mélange, qui s'écrit dans ce cas :

$$\begin{aligned}\dot{m} &= \int_0^R \rho_m U_{mz} 2\pi u du, \\ &= \int_0^R [(1 - \alpha_G)\rho_L K_1 + \alpha_G \rho_G] U_{Gz} 2\pi u du,\end{aligned}\tag{2.101}$$

où \dot{m} correspond au débit massique. On en déduit ensuite la vitesse expérimentale du mélange :

$$U_{mz,exp}(r) = \frac{(1 - \alpha_G(r)) \rho_L K_1 + \alpha_G(r) \rho_G}{\rho_m} \times U_{Gz}(r).\tag{2.102}$$

Les valeurs des constantes K_1 ainsi obtenues sont reportées dans le tableau 2.4. On constate qu'elles sont très proches de l'unité ($K_1 > 0.9$), ce qui semble confirmer l'hypothèse selon laquelle les phases sont fortement couplées mécaniquement (hypothèse **[H6]**). Les mesures de vitesse liquide réalisées en écoulement bouillant, qui seront présentées au chapitre 7, permettront en outre de vérifier la cohérence et la pertinence de ces résultats.

Nous supposons que l'incertitude sur la vitesse du mélange est égale à l'incertitude relative de mesure sur la vitesse du gaz ($\pm 10\%$).

Température du liquide

Afin de pouvoir comparer les températures expérimentales aux résultats du modèle, il faut déduire la température locale du liquide $T_L(r)$ à partir de l'enthalpie locale du liquide $h_L(r)$ calculée par le modèle. On distingue deux cas :

- si le liquide est sous-refroidi (*i.e.* l'enthalpie du liquide est inférieure à l'enthalpie du liquide à saturation), la température du liquide sera déduite de l'enthalpie du liquide (calculée par le modèle) à l'aide de l'équation d'état du fluide,
- si le liquide est surchauffé (*i.e.* l'enthalpie du liquide est supérieure à l'enthalpie du liquide à saturation), on supposera que la température du liquide s'obtient par la relation suivante :

$$T_L = T_{sat} + \frac{h_L - h_{Lsat}}{Cp_{Lsat}}.\tag{2.103}$$

2.4.2 Résultats du modèle en écoulement monophasique

Tous les résultats présentés dans ce paragraphe ont été obtenus en utilisant un pas axial égal à $\Delta z = 25$ cm. Une étude de sensibilité a en effet montré que ce pas d'espace est, dans un premier temps, un bon compromis entre le temps de calcul et la précision des résultats numériques.

La figure 2.6(a) compare les profils de température liquide expérimentaux mesurés à la sortie de la section d'essai (en $z = 3.5$ m) à ceux calculés par le modèle pour les trois essais monophasiques (*c.f.* tableau 2.4). Ces profils sont tracés en fonction de la coordonnée radiale adimensionnelle $r^* \triangleq r/R$.

On observe alors un accord satisfaisant entre les différents profils, compte tenus des incertitudes de mesure qui sont de l'ordre de $\pm 0.5^\circ\text{C}$.

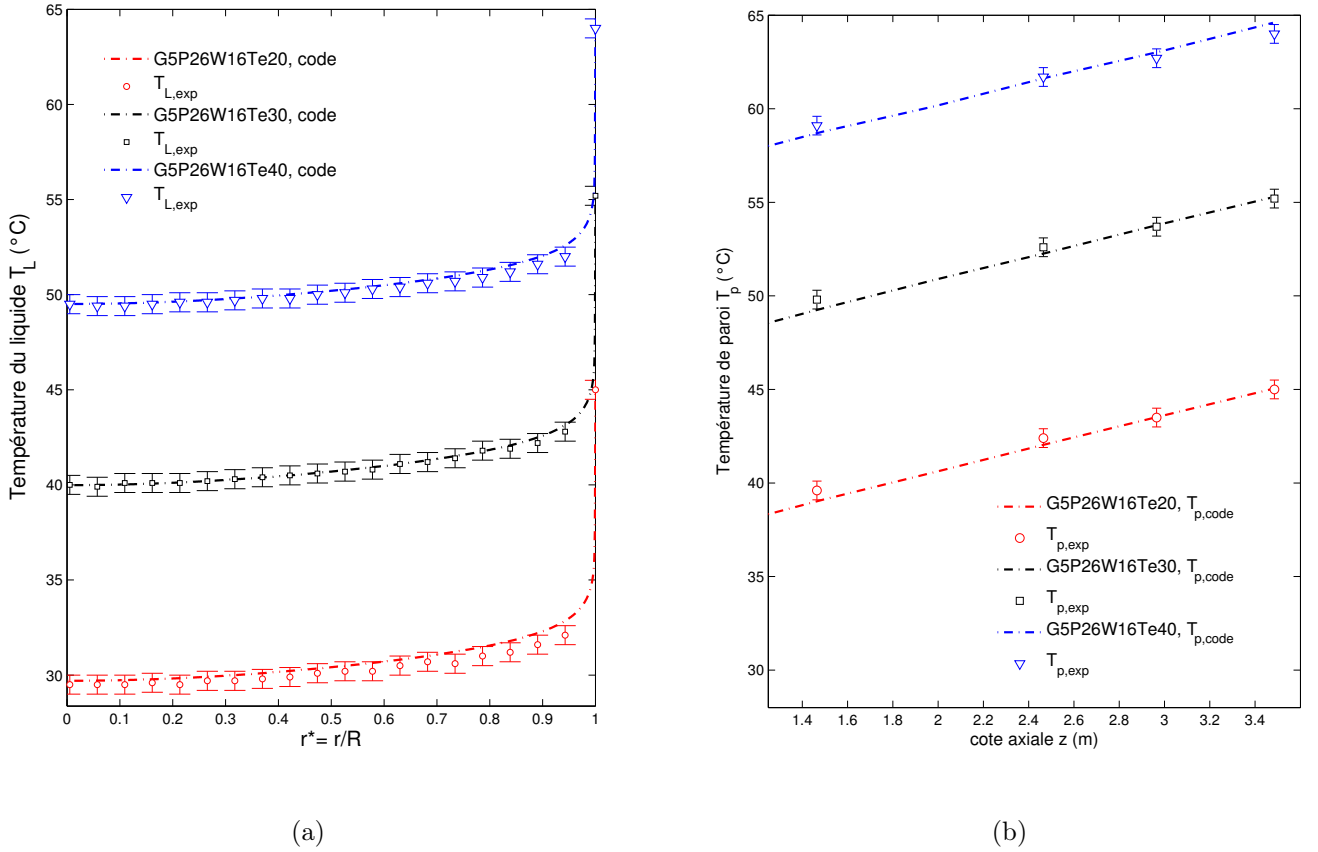


FIGURE 2.6 – **Résultats monophasiques** : (a) Comparaison entre les profils de température calculés par le modèle et les profils de température expérimentaux mesurés en $z = 3.5$ m ($T_{sat} = 80.5^\circ\text{C}$) - (b) Comparaison entre les évolutions axiales des températures de paroi expérimentales $T_{p,exp}$, et des températures de paroi calculées le modèle $T_{p,code}$.

La figure 2.6(b) compare l'évolution axiale des températures de paroi mesurées expérimentalement $T_{p,exp}$, aux températures de paroi calculées par le modèle $T_{p,code}$. On observe un très bon accord entre les données expérimentales et les températures de paroi calculées. Le tableau 2.5 montre en outre que les écarts entre ces températures sont inférieurs à 0.5°C au niveau de la sortie de la section d'essais.

Dans le tableau 2.5, nous avons également reporté les contraintes de frottement pariétales calculées par le modèle en sortie de section d'essais, que nous avons comparé à celles obtenues à l'aide de la corrélation de frottement de [MacAdams \(1954\)](#) (équation 2.80). Dans ce tableau, l'écart relatif $\Delta\tau_p$ est défini comme :

$$\Delta\tau_p = \frac{|\tau_{p,correle}| - |\tau_{p,code}|}{|\tau_{p,code}|} \quad (2.104)$$

On constate que l'accord entre les valeurs corrélées et les valeurs calculées par le modèle est très bon, l'écart relatif étant inférieur à 4%.

Cas	$T_{p,exp}$ (°C)	$T_{p,code}$ (°C)	$\tau_{p,correle}$ (Pa)	$\tau_{p,code}$ (Pa)	$\Delta\tau_p$ (%)
G5P26W16Te20	45	45.03	-32.6	-31.8	3.6
G5P26W16Te30	55.27	55.1	-31.6	-30.4	3.9
G5P26W16Te40	64.5	64	-32.1	-30.8	3.9

TABLE 2.5 – Comparaison entre les températures de paroi mesurées en sortie de section d’essais $T_{p,exp}$, et calculées par le code $T_{p,code}$, ainsi qu’entre la contrainte de frottement pariétal $\tau_{p,correle}$ calculée à l’aide de la corrélation de [MacAdams \(1954\)](#) et celle calculée par le modèle.

Ces résultats permettent de valider l’outil développé en écoulement monophasique. Ce dernier sera donc utilisé au chapitre 6, dans le cadre de l’analyse des mesures thermo-anémométriques obtenues en écoulement monophasique.

2.4.3 Résultats du modèle en écoulement diphasique bouillant

Étude de la cohérence des paramètres d’entrée du code : \tilde{d}_b , \tilde{U}_b et $\tilde{\theta}$

Les valeurs du diamètre de bulle \tilde{d}_b , de la vitesse de dérive \tilde{U}_b , et du temps de relaxation $\tilde{\theta}$ (équation 2.92) utilisées comme paramètres d’entrée du calcul sont présentées dans le tableau 2.6.

Afin de vérifier leurs cohérences, nous avons également reporté dans ce tableau :

- le diamètre de détachement des bulles $d_{b,paroi}$, ainsi que la taille maximale des bulles $d_{b,max}$ mesurés expérimentalement,
- la vitesse relative entre la phase vapeur et la phase liquide déterminée à l’aide de l’équation 2.101 (hypothèse de couplage mécanique des phases) :

$$\Delta U = U_{Gz} - U_{Lz} = (1 - K_1) \times U_{Gz} \quad (2.105)$$

où U_{Gz} et K_1 correspondent respectivement à la vitesse de la vapeur mesurée expérimentalement et au coefficient de proportionnalité défini par l’équation 2.100,

- le nombre de Reynolds de bulle \tilde{Re}_b (équation 2.94).

Essai	\tilde{d}_b (μm)	$d_{b,paroi}$ (μm)	$d_{b,max}$ (μm)	\tilde{U}_b (cm/s)	ΔU (cm/s)	\tilde{Re}_b	$\tilde{\theta}_s$ (s)
TG2P26W6Te75	183	190	340	8.1	15	157	0.385
TG2P26W13Te68	193	220	380	7.1	20	144	0.178
TG2P26W15Te66	192	210	390	7.6	12	138	0.23
TG2P26W17Te64	197	220	450	6.4	17	132	0.1

TABLE 2.6 – Paramètres utilisés pour la fermeture du modèle - $\tilde{\theta}_s$ correspond au temps de relaxation calculé à la sortie de la section d’essais.

On constate que l’ordre de grandeur du diamètre de détachement des bulles \tilde{d}_b calculé à l’aide de la corrélation d’[Unal \(1976\)](#) est proche du diamètre de détachement mesuré ex-

périementalement $d_{b,paroi}$. Les écarts constatés sont en effet inférieurs à $20 \mu\text{m}$, ce qui est de l'ordre de grandeur de la précision de mesure ($\pm 10\%$). En outre, les diamètres de bulles les plus importants observés expérimentalement ($d_{b,max}$) sont au maximum deux fois plus grands que l'ordre de grandeur choisi pour le diamètre des bulles \widetilde{d}_b . Cet ordre de grandeur semble donc constituer un choix cohérent.

Les valeurs des vitesses de dérive \widetilde{U}_b déterminées à l'aide du modèle de Ishii (1977) (équation 2.90) sont du même ordre de grandeur que les vitesses relatives issues des données expérimentales. Le modèle d'Ishii (1977) semble donc constituer un choix cohérent pour l'échelle de vitesse.

Les nombres de Reynolds de bulles \widetilde{Re}_b sont inférieurs à 100, et sont donc compris dans le domaine de validité de la corrélation de Ranz and Marshall (1952) ($0 < \widetilde{Re}_b < 200$), ce qui justifie partiellement et *a priori* son utilisation dans le calcul du temps de relaxation $\widetilde{\theta}$ (équation 2.92).

Comparaison entre les données expérimentales et les résultats du modèle

La figure 2.7 compare les données expérimentales aux résultats du modèle pour les quatre essais diphasiques, en terme de profils de température liquide, de taux de vide et de vitesse du mélange en sortie de section d'essais.

On constate que la vitesse de mélange calculée par le modèle est en bon accord avec la vitesse expérimentale, même si le modèle présente une tendance systématique à la sous-estimation au voisinage de la paroi chauffante (figure 2.7(c)).

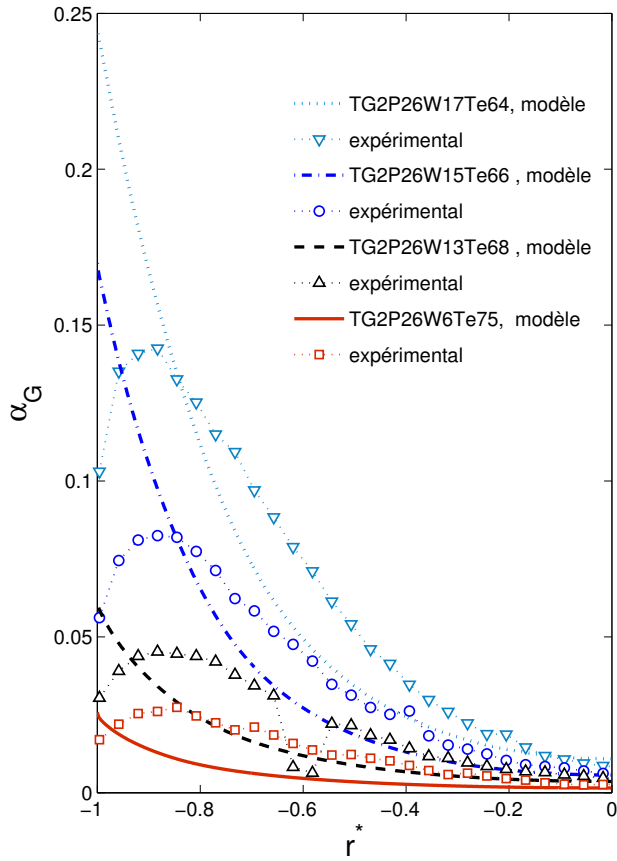
Le modèle reproduit relativement bien le profil de taux de vide expérimental, même si il se montre incapable de reproduire la décroissance du taux de vide dans la zone proche de la paroi chauffante (figure 2.7(a)). Le tableau montre en outre, que le taux de vide moyen calculé par le modèle $\langle \alpha_{G,model} \rangle_2$ est proche du taux de vide $\langle \alpha_{G,exp} \rangle_2$ obtenu par intégration des profils expérimentaux⁵.

Essai	$\langle \alpha_{G,exp} \rangle_2$ (%)	$\langle \alpha_{G,model} \rangle_2$ (%)
TG2P26W6Te75	1.7	1
TG2P26W13Te68	2.1	2.9
TG2P26W15Te66	5.7	5.3
TG2P26W17Te64	9.4	9

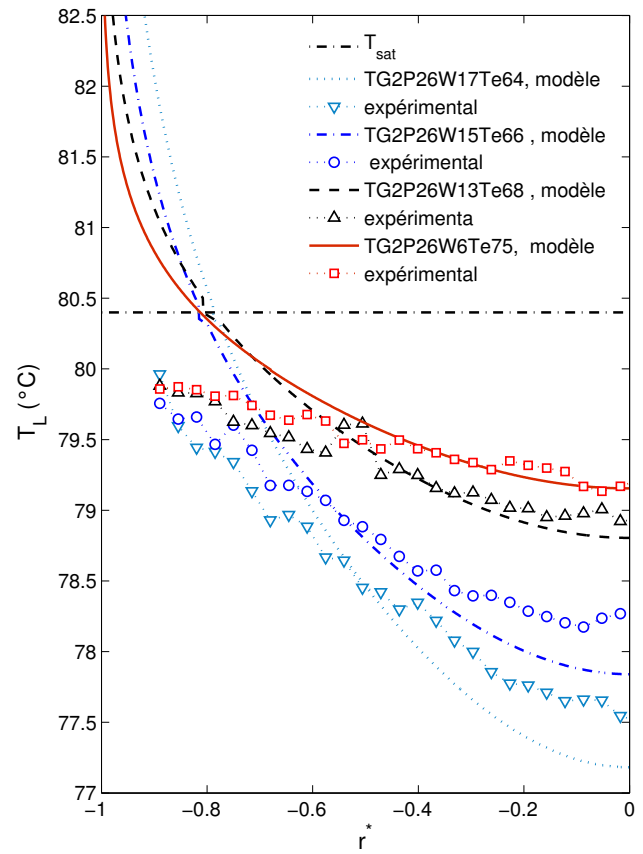
TABLE 2.7 – Comparaison entre les taux de vides moyens $\langle \alpha_{G,model} \rangle_2$ calculés par le modèle en sortie de section d'essais et leurs valeurs expérimentales $\langle \alpha_{G,exp} \rangle_2$.

Les profils de température liquide calculés par le modèle diffèrent en revanche des données expérimentales (figure 2.7(b)). On constate en effet, que pour chacun des essais calculés, le modèle sous-estime la température du liquide au cœur de l'écoulement et la surestime dans la

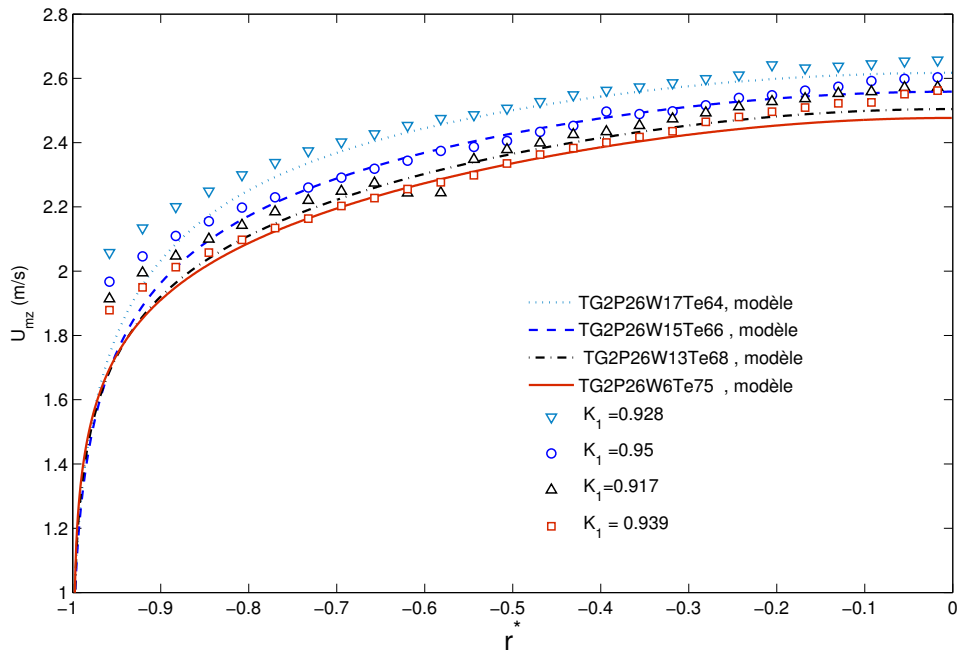
5. Les profils de taux de vide expérimentaux sont raccordés à la paroi à l'aide d'une extrapolation linéaire réalisée à partir des deux derniers points de mesure les plus proches de la paroi chauffante



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.7 – Comparaison entre les résultats calculés par le modèle et les données expérimentales mesurées à la sortie de la section d'essais (en $z = 2.5$ m) pour les quatre essais bouillants : (a) Profils de taux de vide $\alpha_G(r)$ - (b) Profils de température du liquide $T_L(r)$ ($T_{sat} = 80.5^\circ\text{C}$) - (c) Profils de vitesse axiale du mélange $U_{mz}(r)$.

zone proche de la paroi chauffante. Le modèle calcule alors des zones de liquide surchauffé (*i.e.* $T_L > T_{sat}$) de 2 mm d'épaisseur qui ne sont pas observées expérimentalement. Si l'existence de telles zones constitue aujourd'hui un fait établi, rien n'indique en revanche que leurs épaisseurs soient aussi importantes.

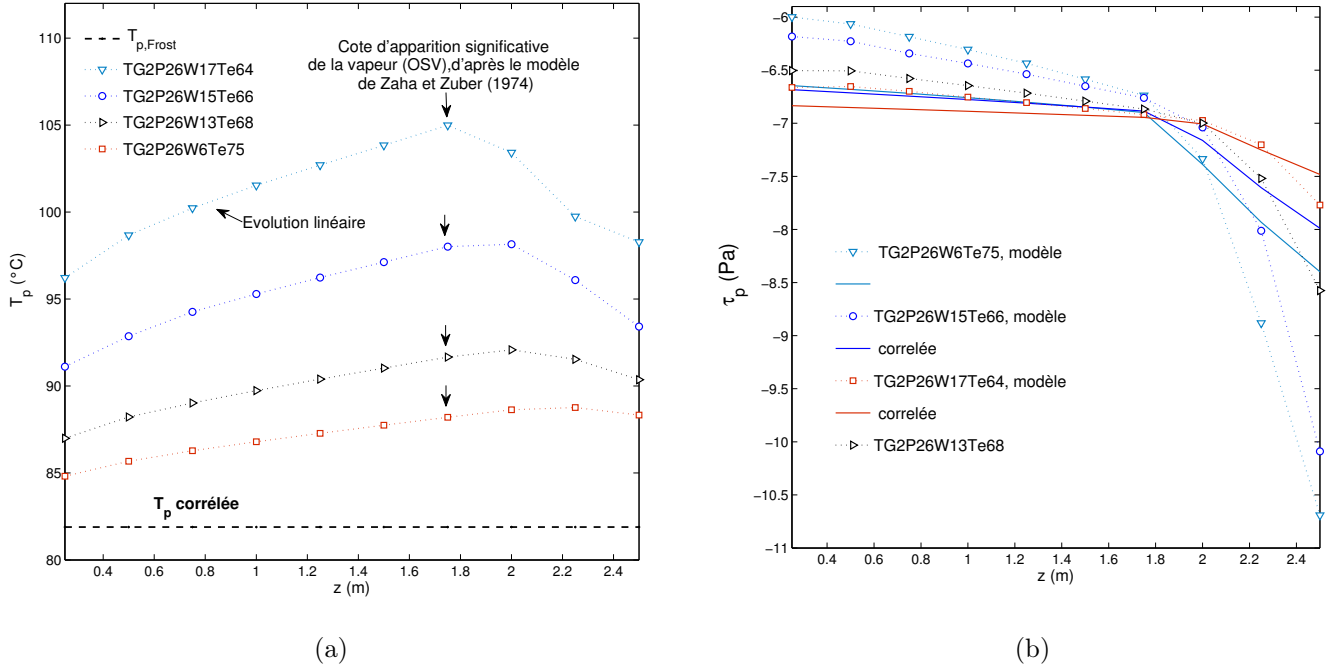


FIGURE 2.8 – Évolution axiales des températures de paroi $T_p(z)$ et des contraintes de frottement pariétal $\tau_p(z)$: comparaison entre les résultats calculés par le modèle et les résultats obtenus à l'aide des corrélations de référence - (a) Températures de paroi (les valeurs corrélées ont été obtenues à l'aide de la corrélation de [Frost and Dzakowic \(1967\)](#) - (b) Contraintes de frottement τ_p (les valeurs corrélées ont été obtenues à l'aide de la corrélation de [Friedel \(1979\)](#), annexe A.2) .

La figure 2.8(a) présente l'évolution axiale des températures de paroi calculées par le modèle et les compare aux températures de paroi calculées à l'aide de la corrélation de [Frost and Dzakowic \(1967\)](#) (équation 3.23). On observe que, comme en écoulement monophasique (figure 2.6(b)), les températures de paroi varient d'abord linéairement en fonction de la cote axiale, jusqu'à atteindre le point d'apparition significative de la vapeur (point d'OSV). Une fois ce point atteint, les températures calculées par le modèle diminuent. On observe également que les températures prédites par le modèle restent largement supérieures à celles obtenues à l'aide de la corrélation de [Frost and Dzakowic \(1967\)](#) (écarts compris entre 7 °C et 15 °C).

Enfin, sur la figure 2.8(b), nous avons comparé l'évolution axiale de la contrainte de frottement pariétal calculée par le modèle $\tau_p(z)$, aux valeurs obtenues à l'aide de la corrélation de frottement diphasique de [Friedel \(1979\)](#). [Manon \(2000\)](#) a en effet montré que cette corrélation semblait être un choix pertinent pour calculer la contrainte de frottement τ_p en écoulement bouillant. Cette corrélation est présentée dans l'annexe A.2.

Pour l'ensemble des essais, la contrainte de frottement évolue d'abord linéairement avec

la position axiale (dans la zone monophasique de l'écoulement), puis chute brusquement une fois que le point d'apparition significative de la vapeur a été franchi. Les écarts entre les valeurs corrélées et les valeurs calculées par le modèle sont :

- inférieurs à 7% pour les positions axiales correspondant à un écoulement monophasique ($z < 1.75m$),
- restent inférieurs à 25% dans la zone bouillante.

Ces écarts demeurent néanmoins inférieurs à la précision de la corrélation de [Friedel \(1979\)](#) qui est de $\pm 25\%$.

Résultat complet - Essai TG2P26W17Te64

On considère ici de façon plus détaillée l'essai TG2P26W17Te64, afin de présenter l'ensemble des résultats obtenus à l'aide du modèle. On retrouve sur les figures [2.9\(a\)](#) à [2.9\(f\)](#), l'évolution axiale des variables principales calculées par le modèle qui sont :

- l'enthalpie locale du mélange h_m ,
- le taux de vide α_G ,
- le flux radial de masse de vapeur J_{Gmr} ,
- la vitesse axiale du mélange U_{mz} ,
- la vitesse radiale du mélange U_{mr} ,
- la contrainte de cisaillement dans le mélange τ_{mzr} .

Comme présenté sur la figure [2.9\(a\)](#), l'enthalpie du mélange h_m augmente avec la position axiale dans le tube. Cette augmentation entraîne une croissance du taux de vide comme le montre la figure [2.9\(b\)](#).

Sur la figure [2.9\(c\)](#), on remarque que le flux de masse de vapeur J_{Gmr} reste négatif quelle que soit la position radiale considérée, ce qui signifie que la vapeur est créée dans la zone proche de la paroi chauffante, où l'enthalpie du mélange h_m est localement supérieure à l'enthalpie de saturation du liquide $h_{L,sat}$, puis transférée vers le centre de l'écoulement où elle se condense partiellement au contact du liquide sous refroidi ($h_L < h_{L,sat}$).

Comme le montre la figure [2.9\(d\)](#), le mélange accélère lorsque la position axiale augmente. Ceci résulte de la diminution de la masse volumique du mélange ρ_m , par l'effet conjoint des augmentations de température du liquide et du taux de présence de la vapeur α_G .

La figure [2.9\(e\)](#) montre que la vitesse radiale du mélange reste très faible (inférieure à 1 mm/s). Elle devient négative lorsque l'ébullition apparaît.

Enfin, la contrainte de cisaillement dans le mélange est également impactée par le taux de vide. En effet, cette dernière adopte d'abord un profil linéaire à l'entrée du tube, lorsque l'écoulement est encore monophasique, puis se déforme au fur et à mesure que le liquide s'échauffe au voisinage de la paroi et que la quantité de vapeur augmente.

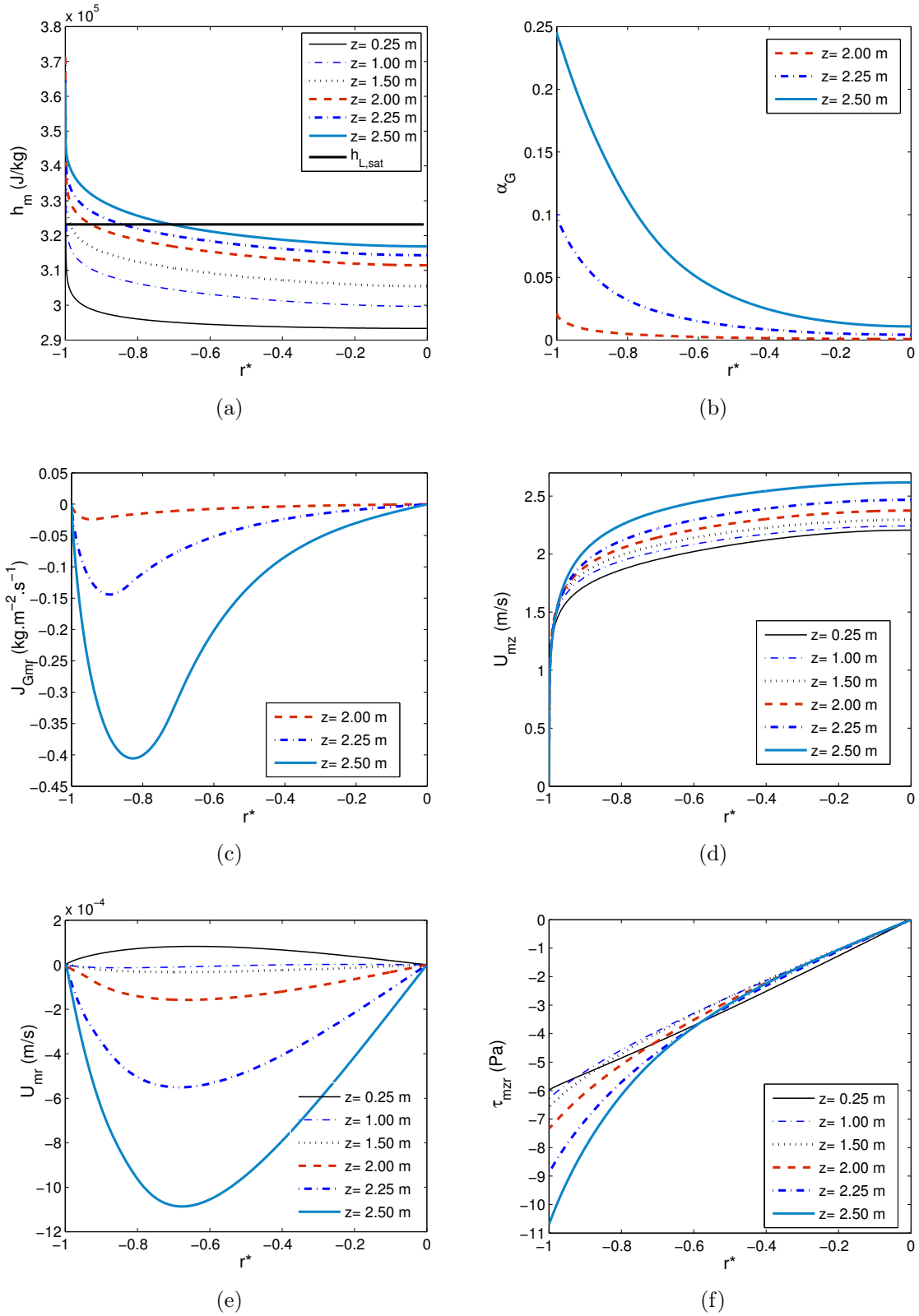


FIGURE 2.9 – Évolution axiale des profils calculés par le modèle pour l'essai TG2P26W17Te64 : (a) enthalpie du liquide $h_L(r)$ - (b) taux de vide $\alpha_G(r)$ - (c) flux de masse de la vapeur $J_{Gmr}(r)$ - (d) vitesse axiale du mélange $U_{mz}(r)$ - (e) vitesse radiale du mélange $U_{mr}(r) = G_r/\rho_m$ - (f) contrainte de cisaillement dans le mélange.

2.5 Études de sensibilité

Dans cette section, nous présentons quelques études de sensibilité sur les paramètres d'entrée du modèle qui sont :

- le temps de relaxation $\tilde{\theta}$,
- les échelles de turbulences : u^* , \tilde{U}_b et \tilde{d}_b .

Ces différentes études de sensibilité n'avaient en effet pas pu être réalisées de manière exhaustive par Guéguen (2013) en raison du manque de robustesse de la méthode de résolution numérique alors employée.

Nous avons réalisé ces études de sensibilité pour l'essai TG2P26W6Te75.

2.5.1 Étude de sensibilité au temps de relaxation $\tilde{\theta}$

Le temps de relaxation $\tilde{\theta}$ est un paramètre important de la modélisation car il représente physiquement l'échelle de temps nécessaire au mélange diphasique pour atteindre l'équilibre thermodynamique et impacte donc directement le taux de production de vapeur Γ_G (*c.f.* tableau 2.1).

Influence de l'ordre de grandeur de $\tilde{\theta}$

Dans ce paragraphe, on s'intéresse à l'influence de l'ordre de grandeur retenu pour le temps de relaxation $\tilde{\theta}$.

La figure 2.10 présente les profils de taux de vide, de température liquide, et de vitesse axiale du mélange obtenus en faisant varier le temps de relaxation $\tilde{\theta}$ comme suit :

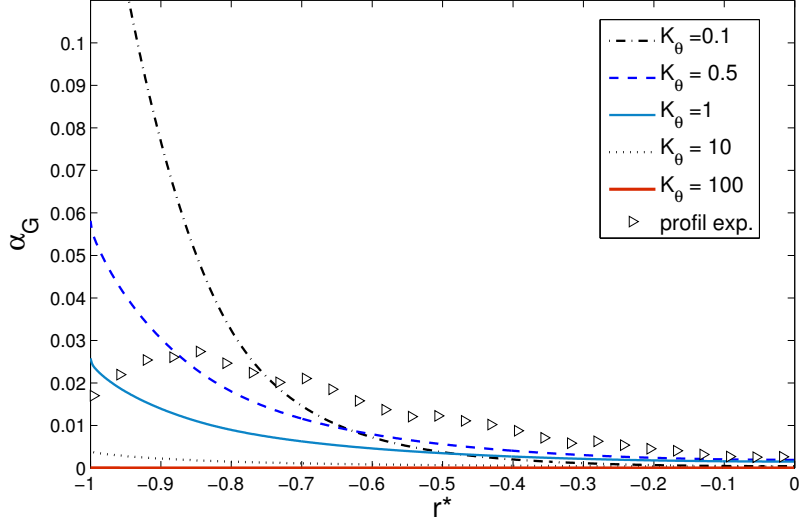
$$\tilde{\theta}(z) \leftarrow K_\theta \times \tilde{\theta}_{initial}(z) \quad (2.106)$$

où $\tilde{\theta}_{initial}$ correspond au temps de relaxation initialement calculé à l'aide de la relation 2.92 et K_θ est une constante de proportionnalité que l'on a fait varier entre 0.1 et 100.

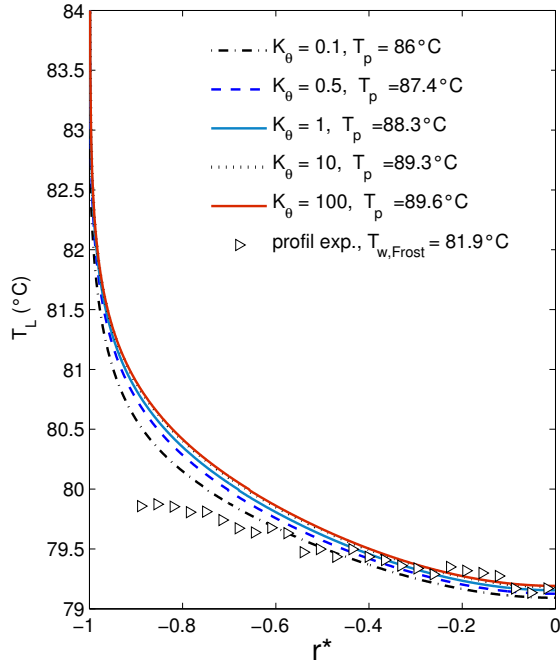
On observe, comme on s'y attendait, que le taux de vide α_G augmente lorsque le temps de relaxation diminue (figure 2.10(a)).

La figure 2.10(b) montre que la température du liquide T_L ainsi que la température de paroi T_p diminuent lorsque le temps de relaxation diminue. Ceci est une conséquence directe de l'augmentation de la quantité de vapeur produite dans l'écoulement. En effet, lorsque la production de vapeur augmente, une part plus importante du flux thermique est consommée par le changement de phase, ce qui limite l'échauffement du liquide.

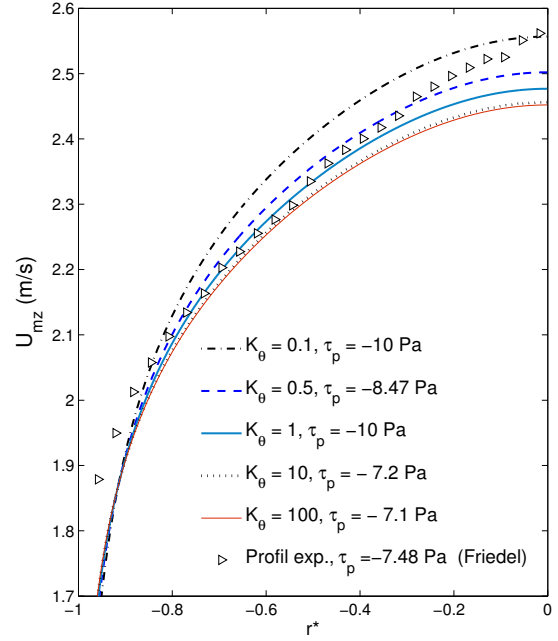
La vitesse axiale du mélange U_{mz} est également affectée par le temps de relaxation pour les mêmes raisons (figure 2.10(c)). En effet, lorsque la quantité de vapeur augmente, la masse volumique du mélange ρ_m diminue, ce qui provoque l'accélération du mélange par conservation du débit massique. Nous avons également reporté sur la figure 2.10(c), les contraintes de frottement pariétal τ_p calculées par le modèle à la sortie de la section d'essais pour les différents tests. On observe que ces dernières augmentent (en valeur absolue) lorsque le temps de relaxation diminue, ce qui est cohérent avec l'augmentation du taux de vide.



(a)



(b)



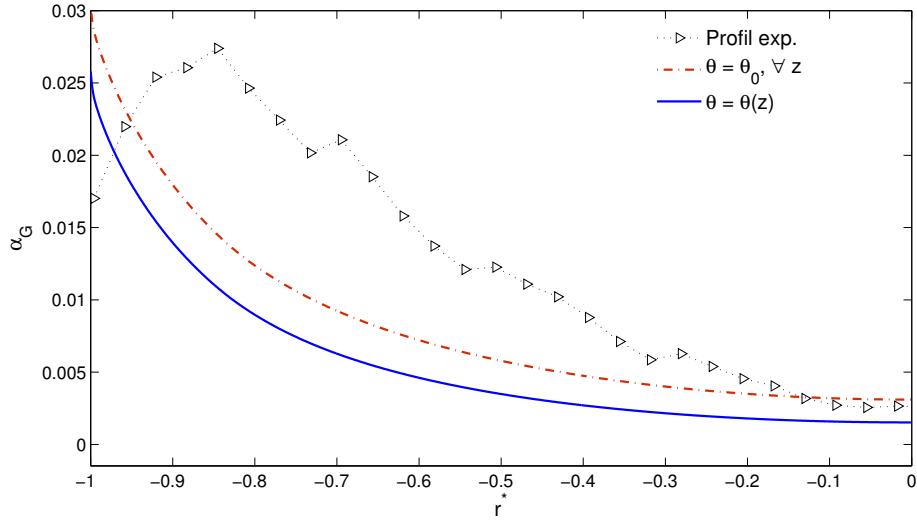
(c)

FIGURE 2.10 – Influence de l'ordre de grandeur du temps de relaxation $\tilde{\theta}(z)$ sur les résultats calculés par le modèle : $\tilde{\theta}(z) \leftarrow K_\theta \times \tilde{\theta}_{initial}(z)$ - (a) Taux de vide $\alpha_G(r)$ - (b) Température du liquide $T_L(r)$ (T_p correspond à la température de paroi) - (c) Vitesse axiale du mélange (τ_p correspond à la contrainte de cisaillement pariétale).

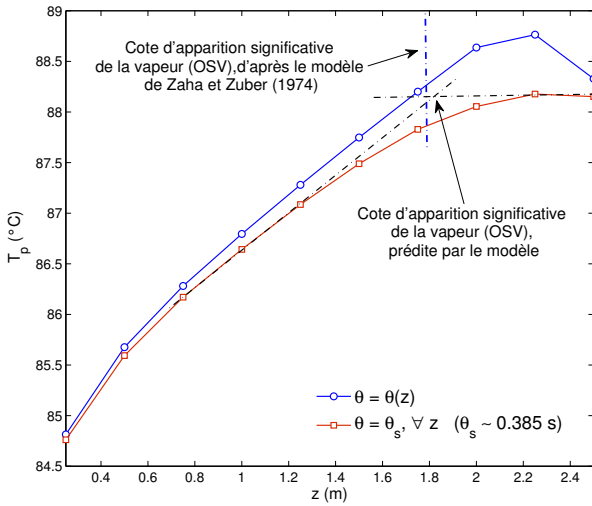
Influence de l'évolution axiale du temps de relaxation $\tilde{\theta}(z)$

Jusqu'à présent, nous avons considéré que le temps de relaxation $\tilde{\theta}(z)$ variait avec la coordonnée axiale z (équation 2.92). Dans l'approche que nous avons développée, la vapeur ne peut alors être créée que si le titre thermodynamique à l'équilibre moyen X_{eq} est supérieur

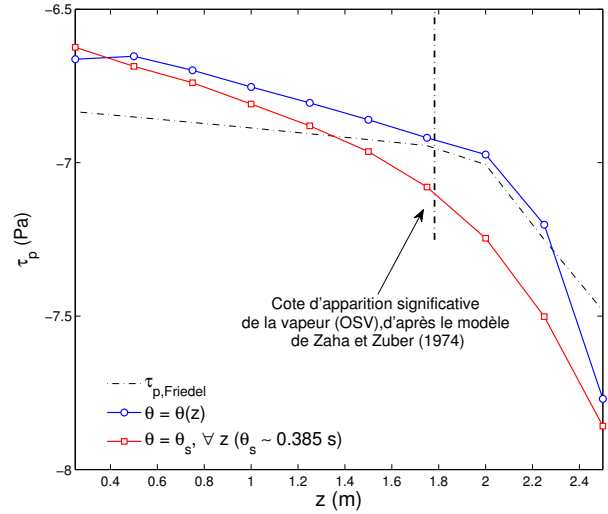
au titre d'apparition significative de la vapeur $X_{eq,OSV}$, qui est déterminé par le modèle de [Saha and Zuber \(1974\)](#).



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.11 – Influence de l'évolution axiale du temps de relaxation $\tilde{\theta}$: (a) Profil de taux de vide $\alpha_G(r)$ - (b) Évolution axiale de la température de paroi T_p - (c) Évolution axiale de la contrainte de cisaillement pariétale τ_p .

Afin d'étudier l'influence de cette modélisation, nous avons comparé sur la figure 2.11, les résultats obtenus : (i) en considérant une variation axiale du temps de relaxation et (ii) en utilisant un temps de relaxation axialement constant défini comme :

$$\forall z, \quad \tilde{\theta}(z) = \tilde{\theta}_s, \quad (2.107)$$

où $\tilde{\theta}_s$ correspond au temps de relaxation évalué à la sortie de la section d'essais en utilisant l'équation 2.92.

Sur la figure 2.11(a), on observe que le taux de vide $\alpha_G(r)$ calculé à la sortie de la section d'essais est relativement peu influencé par la modélisation utilisée pour le temps de relaxation.

Les évolutions axiales des températures de paroi et des contraintes de frottement pariétales (figures 2.11(b) et 2.11(c)) se montrent en revanche beaucoup plus sensibles à cette dernière. En effet, en imposant un temps de relaxation axialement constant, l'ébullition apparaît vraisemblablement plus tôt que lorsque le temps de relaxation varie avec la cote z (l'ébullition ne pouvant alors être déclenchée qu'une fois que le titre thermodynamique à l'équilibre $X_{eq,OSV}$ est atteint). En conséquence, lorsque le temps de relaxation est constant, les températures de paroi T_p calculées par le modèle sont plus faibles et les contraintes de cisaillement plus élevées en valeur absolue.

Dans le cas d'un temps de relaxation axialement constant, on constate qu'on peut déterminer le point d'apparition significative de la vapeur en observant une rupture de pente sur l'évolution axiale des températures de paroi (figure 2.11(b)). La cote axiale déterminée de cette manière ($z \sim 1.75$ m) est très proche de la cote axiale d'apparition significative de l'ébullition nucléée calculée à l'aide du modèle de [Saha and Zuber \(1974\)](#).

Ceci montre d'une part qu'il n'apparaît pas nécessaire de prendre en compte une évolution axiale du temps de relaxation, et que d'autre part le modèle est capable de déterminer la cote d'apparition significative de la vapeur.

2.5.2 Étude de sensibilité aux échelles de turbulences \tilde{U}_b , \tilde{d}_b , u^*

Les échelles de turbulences \tilde{U}_b , \tilde{d}_b et u^* apparaissent dans la définition de la diffusivité turbulente de quantité de mouvement ε_{mL} (équation 2.48) que nous rappelons ici :

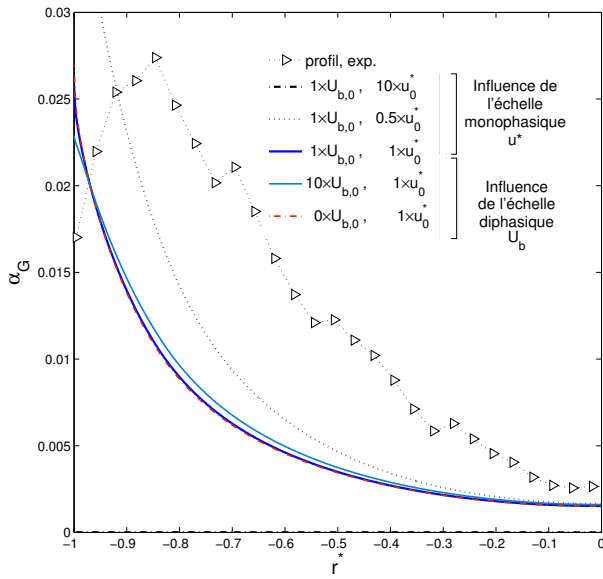
$$\varepsilon_{mL} = A(r, u^*) \left[\frac{\kappa R}{6} u^* \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \left(1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) + k_2 \alpha_G(r) \frac{\tilde{d}_b \tilde{U}_b}{2} \right]. \quad (2.108)$$

La figure 2.12 présente une étude de sensibilité aux paramètres u^* et \tilde{U}_b . Notons au passage que réaliser une étude de sensibilité sur l'échelle de vitesse \tilde{U}_b revient à réaliser une étude de sensibilité au diamètre de bulles \tilde{d}_b car ces deux paramètres ont des rôles symétriques dans la définition de ε_{mL} (équation 2.108).

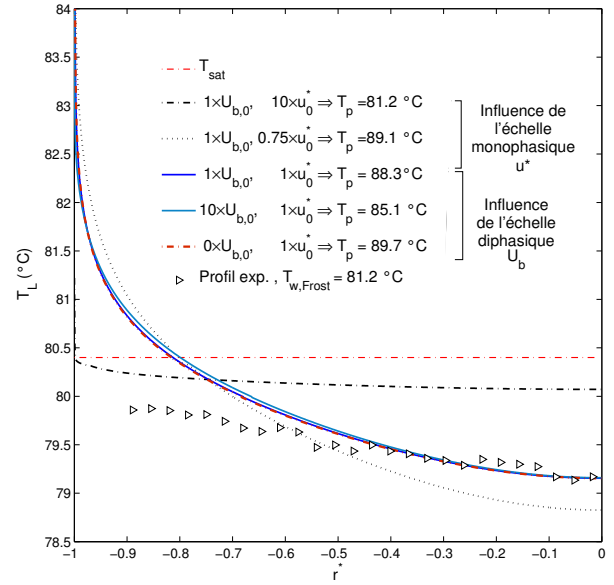
Échelle de turbulence monophasique u^*

La vitesse de frottement u^* intervient dans le facteur d'amortissement pariétal $A(r)$ ([van Driest \(1956\)](#)) ainsi que dans l'expression de la composante monophasique de la diffusivité turbulente ([Reichardt \(1951\)](#)).

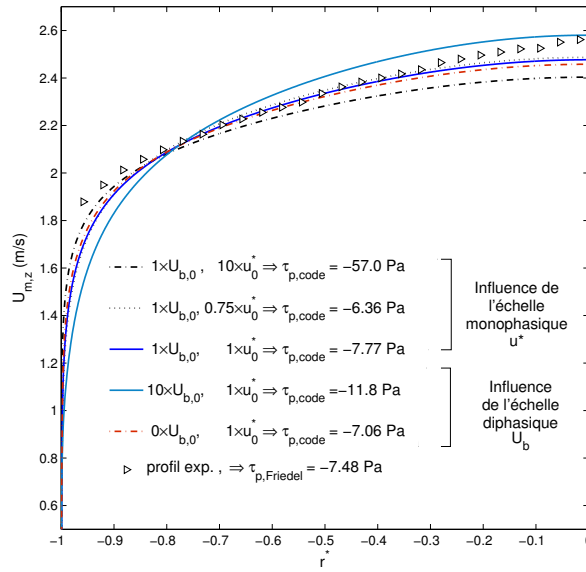
Comme présenté sur la figure 2.12, les résultats du modèle se montrent très sensibles à ce paramètre.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 2.12 – Influence des échelles de turbulence \widetilde{U}_b et u^* sur les résultats calculés par la modèle : l'indice 0 correspond aux valeurs initiales des paramètres \widetilde{U}_b et u^* (équation 2.90 et 2.80). (a) Taux de vide α_G - (b) Température liquide $T_L(r)$ (T_p correspond à la température de paroi) - (c) Vitesse axiale du mélange U_{mz} (τ_p correspond à la contrainte de frottement pariétal).

Ainsi comme le montrent les figures 2.12(b) et 2.12(c), augmenter u^* d'un facteur dix renforce le transport turbulent de la paroi chauffante vers le cœur de l'écoulement, ce qui conduit logiquement à aplatir les profils de température liquide $T_L(r)$ et de vitesse du mélange $U_{mz}(r)$, ainsi qu'à diminuer la température de paroi T_p .

Dans les zones de proche paroi, les gradients de température et de vitesse sont en revanche

beaucoup plus impactés car la vitesse de frottement u^* contrôle le facteur d'amortissement $A(r, u^*)$ (équation 2.51) *via* la distance adimensionnelle à la paroi :

$$y^+ = \frac{(R - r)u^*}{\nu_L}. \quad (2.109)$$

Ce paramètre influence alors également la production du taux de vide qui devient nulle, comme le montre la figure 2.12(a).

Lorsque la vitesse u^* diminue on observe les phénomènes opposés : les profils de vitesse et de température se creusent et le taux de vide augmente.

Échelle de turbulence diphasique \widetilde{U}_b

L'échelle de vitesse \widetilde{U}_b est un paramètre clé dans notre approche, car elle contrôle la turbulence induite par la présence des bulles de vapeur.

Sur la figure 2.12, on constate que l'augmentation de ce paramètre d'un facteur dix améliore le transfert turbulent de quantité de mouvement et d'énergie de la paroi chauffante vers le centre de l'écoulement. Ceci conduit à la diminution de la température de paroi T_p et à l'augmentation de la contrainte de frottement pariétal τ_p (en valeur absolue) .

Inversement lorsque \widetilde{U}_b est égal à zéro, la turbulence dans le mélange n'est plus induite que par les mécanismes monophasiques, ce qui conduit à une augmentation de la température de paroi T_p et une diminution du frottement pariétal τ_p .

Toutefois, les résultats du modèle s'avèrent relativement peu sensibles au choix de de l'échelle de turbulence diphasique, cette dernière étant en effet pondérée par le taux de vide $\alpha_G(r)$ (équation 2.108) qui reste très faible dans le cas de l'essai analysé.

2.6 Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle bi-dimensionnel afin de décrire le développement d'un écoulement bouillant dans une géométrie cylindrique élancée en régime stationnaire.

Le modèle repose sur l'écriture des équations locales moyennées en temps de bilans du mélange et l'équation de bilan de masse de la vapeur. Cette équation fait apparaître le terme de production de vapeur aux interfaces Γ_G , qui a été fermé à l'aide d'un modèle local de relaxation thermodynamique.

Le modèle est finalement constitué de sept équations différentielles que nous avons résolues en développant une méthode numérique basée sur un traitement séparé des équations relatives au mélange et des équations relatives à la phase vapeur.

Les paramètres d'entrée du modèle correspondent aux conditions thermohydrauliques de l'essai calculé (pression de sortie P_s , flux thermique surfacique q_p , température d'entrée T_e et vitesse massique G) ainsi qu'à quatre paramètres de fermeture qu'il est nécessaire de

renseigner : la vitesse de frottement u^* , la vitesse relative de la vapeur par rapport à la phase liquide \widetilde{U}_b , le diamètre des bulles \widetilde{d}_b et le temps de relaxation $\widetilde{\theta}$.

La comparaison des résultats du modèle avec les données expérimentales de la banque de données DEBORA sont encourageants et montrent que le modèle est capable de décrire d'un point de vue qualitatif, le développement d'un écoulement bouillant dans des conditions thermohydrauliques représentatives de celles d'un REP.

Des études de sensibilité ont montré que les deux paramètres les plus sensibles du modèle sont :

- le temps de relaxation θ qui contrôle le taux de production de la vapeur Γ_G et donc le taux de vide,
- l'échelle de turbulence u^* qui contrôle le transport turbulent de quantité de mouvement et d'énergie de la paroi chauffante vers le cœur de l'écoulement. Cette échelle impacte en particulier les températures et les vitesses calculées au voisinage de la paroi chauffante, car elle pilote directement le facteur d'amortissement de **van Driest (1956)**. Les profils de taux de vide se sont montrés particulièrement sensibles à ce paramètre.

Plusieurs constatations peuvent être établies à l'issue de cette étude :

1. la construction du modèle repose sur l'hypothèse d'un fort couplage mécanique entre les phases (*i.e.* hypothèse selon laquelle les vitesses du liquide et de la vapeur sont très proches) qu'il apparaît nécessaire de vérifier expérimentalement,
2. le modèle semble incapable de reproduire correctement les profils de température liquide mesurés expérimentalement en écoulement bouillant. Il prédit en effet des zones de liquides surchauffées au voisinage de la paroi, dont les épaisseurs sont relativement importantes (~ 2 mm). Le modèle surestime également les températures de paroi calculées par la corrélation de **Frost and Dzakowic (1967)** (surestimation de plus de 10 °C), en particulier pour les taux de vide les plus importants,
3. enfin, le modèle prédit systématiquement un maximum de taux de vide à la paroi chauffante, alors qu'expérimentalement on observe une migration possible de ce maximum vers le centre de la conduite.

Ces deux derniers points constituent clairement des voies d'amélioration du modèle. Toutefois, les possibles développements et améliorations du modèle se heurtent aujourd'hui au manque de données expérimentales complètes et précises. En effet, malgré le nombre relativement important d'essais disponibles dans la banque de données DEBORA (plus de 400), un nombre extrêmement réduit d'essais regroupent l'ensemble des mesures qui seraient nécessaires au développement du modèle, à savoir *a minima* des mesures **colocalisées et bien résolues au voisinage de la paroi** de taux de vide, de granulométrie de la phase vapeur, de vitesse liquide, de température liquide, ainsi que de température de paroi. Par ailleurs, la plupart de ces essais concernent des écoulements sous-refroidis dont le titre thermodynamique à l'équilibre moyen en sortie de section d'essais $X_{eq,s}$ reste proche de zéro.

Il apparaît par conséquent nécessaire de réaliser de nouveaux essais sur l'installation DEBORA. Ces essais devront idéalement décrire le développement d'un écoulement bouillant dans la section d'essais en balayant des conditions d'écoulement allant de l'ébullition fortement sous-saturée jusqu'à des conditions saturées et fournir de manière **colocalisée** des mesures :

- de la température locale du liquide, en particulier dans les zones proches de la paroi chauffante (inférieur à 1 mm),
- de la vitesse de la phase liquide U_{Lz} ,
- du taux de vide α_G ,
- et de la température de paroi T_p .

La seconde partie de cette étude sera donc consacrée au développement de l'anémométrie thermique dans l'installation DEBORA, afin de tâcher de répondre à cette expression de besoins.

Deuxième partie

Travaux expérimentaux : Application de
la thermo-anémométrie dans
l'installation expérimentale DEBORA

Chapitre 3

Boucle expérimentale DEBORA

Sommaire

3.1	Introduction	63
3.2	Le dispositif expérimental DEBORA	64
3.2.1	Fonctionnement général de l'installation	64
3.2.2	Paramètres de similitude	67
3.2.3	Instrumentation de l'installation	68
3.2.4	Instrumentation de la section d'essais	69
3.2.5	Dispositif d'acquisition et récapitulatif des incertitudes de mesure	72
3.3	Stabilité temporelle et validation des mesures des conditions aux limites de la boucle	72
3.3.1	Stabilité temporelle des conditions aux limites de la boucle	72
3.3.2	Cohérence des bilans thermiques	74
3.4	Validation des mesures des températures de paroi	75
3.4.1	Cohérences des mesures des températures de paroi en écoulement monophasique	75
3.4.2	Cohérence des mesures de température de paroi en écoulement diphasique bouillant	77
3.5	Conclusion	78

3.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la description de l'installation expérimentale DEBORA implantée au CEA/Grenoble. En effet, cette boucle servira de support aux développements expérimentaux concernant la thermo-anémométrie qui seront présentés au chapitre suivant. Un soin particulier sera donc porté à la validation de la mesure des conditions aux limites de l'installation et spécialement des températures de paroi pour lesquelles un dispositif spécifique de mesure a été mis en œuvre. En effet, [Guéguen \(2013\)](#) a constaté dans son analyse des banques de données réalisées sur la boucle DEBORA, des comportements non expliqués à ce jour des températures de paroi, questionnant ainsi la validité des mesures réalisées.

Par conséquent, une analyse des données sera réalisée afin de vérifier la cohérence des bilans thermiques ainsi que celle des mesures de température de paroi en écoulements monophasiques et diphasiques.

3.2 Le dispositif expérimental DEBORA

L'installation DEBORA est implantée au Laboratoire de Thermohydraulique Diphasique dans les Assemblages du CEA de Grenoble (LTDA). Elle a été conçue dans le cadre des études de sûreté des REP. Sa vocation est d'étudier, à une échelle locale¹, l'évolution de la structure d'un écoulement diphasique depuis le début de l'ébullition (Onset of Nucleate Boiling) jusqu'à l'apparition de la crise d'ébullition (Departure from Nucleate Boiling). Cette boucle expérimentale utilise un fluide simulant, le Fréon R134a. Elle permet de simuler les écoulements en conditions REP sur la gamme de paramètres thermohydrauliques suivante :

- une pression P_s variant entre 100 et 180 bar,
- une vitesse massique G variant entre 500 et 5000 $\text{kg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$,
- un flux thermique surfacique q_p variant entre 0 et 6 $\text{MW}\cdot\text{m}^{-2}$,
- un titre thermodynamique à l'équilibre en sortie $X_{eq,s}$ (équation 1.1) compris entre -0.4 et $+0.4$.

Ces conditions d'essais s'avèrent extrêmement contraignantes et ne permettent pas l'utilisation et la mise en œuvre d'une instrumentation locale. Le recours à l'utilisation d'un fluide frigorigène (Fréon 12 puis Fréon R134a) s'est donc imposé. Des études (Stevens and Kirby (1964), Ahmad (1973)) ont en effet établi une similitude de comportement vis-à-vis de la crise d'ébullition entre l'eau/vapeur à haute pression et le Fréon à des niveaux de pression et de température plus faibles, qui se révèlent compatibles avec l'utilisation d'instrumentations fines.

3.2.1 Fonctionnement général de l'installation

Le circuit

L'installation est décrite en détail par Garnier et al. (2001) mais nous rappelons son fonctionnement et ses éléments principaux. La figure 3.1(a) présente un schéma de principe de la boucle DEBORA. Les éléments principaux du circuit DEBORA sont :

- **le pressuriseur ①** : cet élément, situé au sommet de l'installation, permet de réguler la pression de la boucle. Cette dernière correspond à la pression de saturation du Fréon à la température du pressuriseur et est régulée à l'aide d'éléments chauffants fixés sur les parois du pressuriseur. Des thermocouples permettent de contrôler sa

1. au sens de la CFD

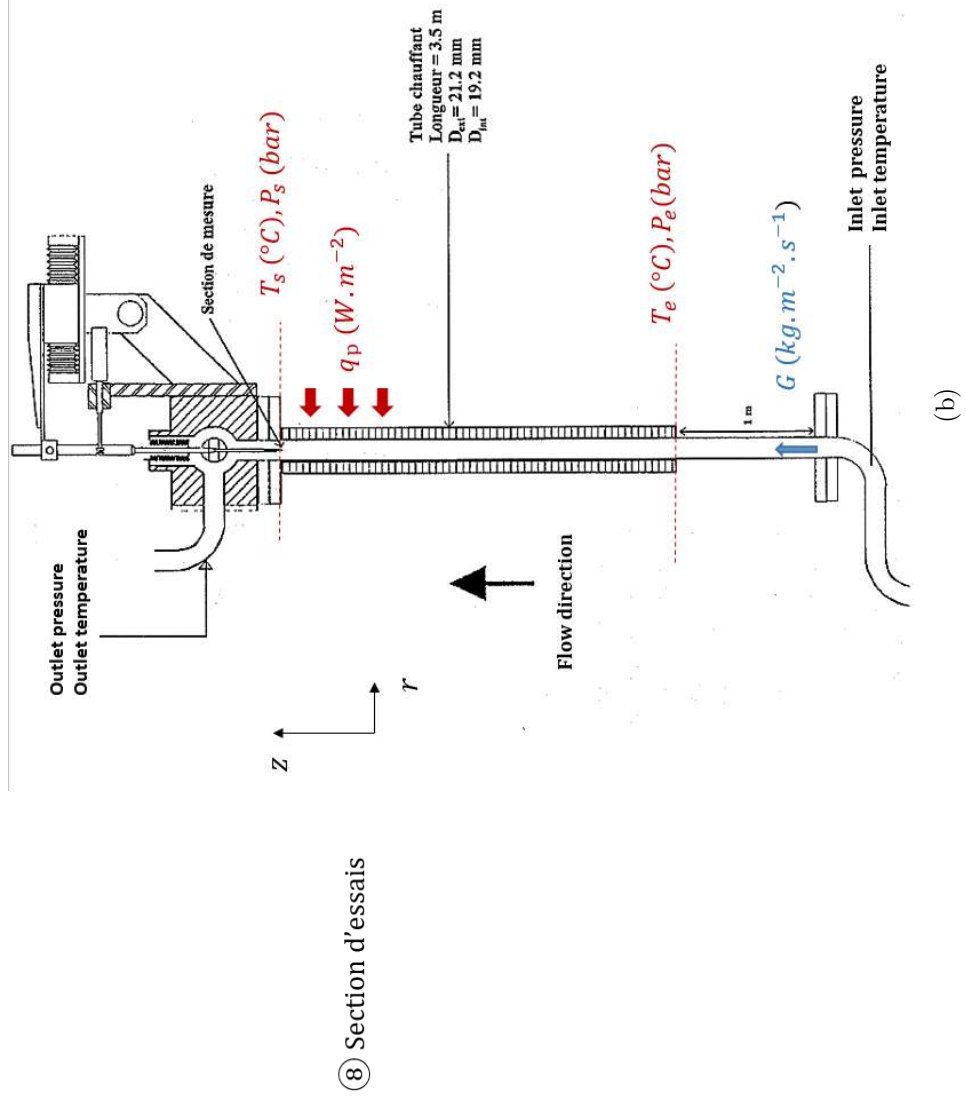
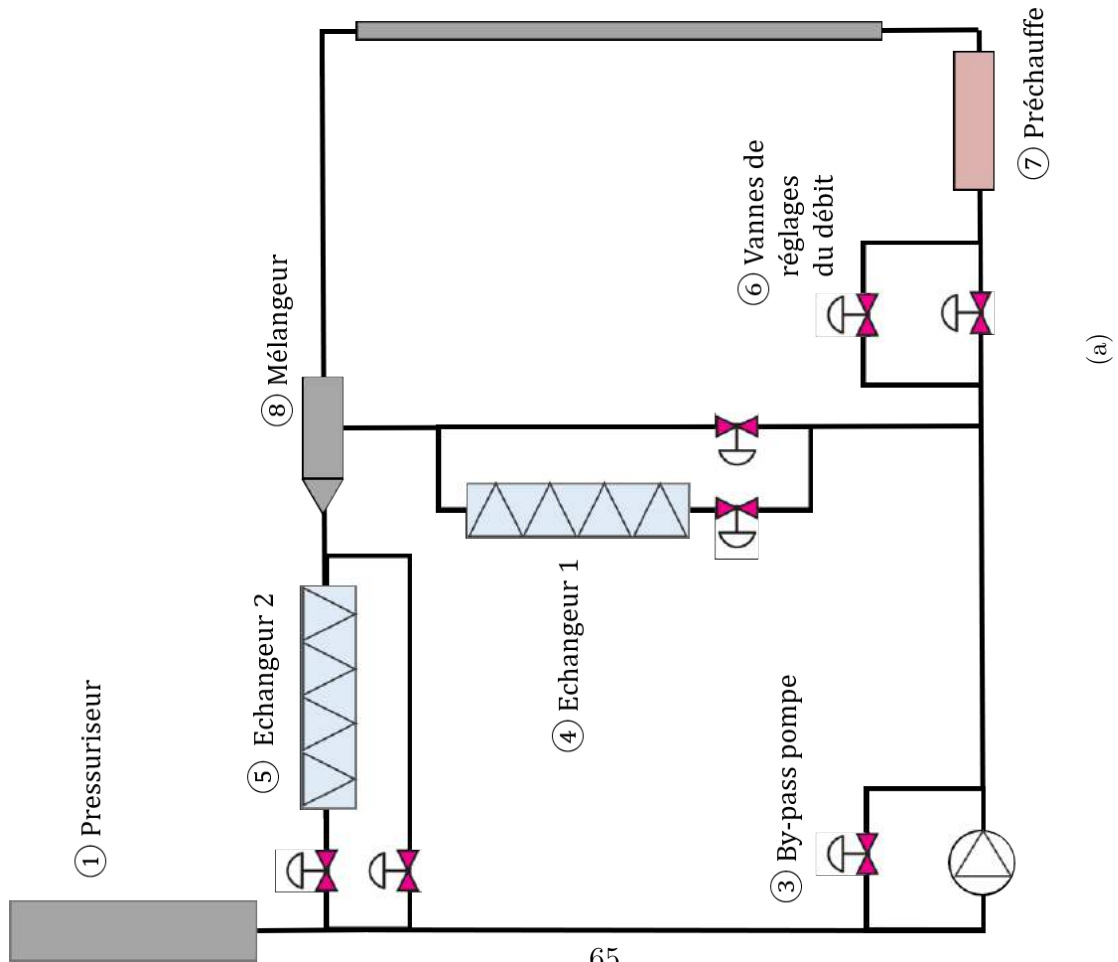


FIGURE 3.1 – (a) Schéma de fonctionnement général de l'installation DEBORA - (b) Schéma de la section d'essais.

valeur et d'éviter tout risque de crise d'ébullition sur les éléments chauffants,

- **la pompe ②** : cet élément permet d'imposer un débit dans le circuit. Le débit traversant la section d'essais est régulé à l'aide d'un by-pass ③ (monté en parallèle de la pompe) ainsi que de deux vannes de réglages ⑤. La première de ces deux vannes (dite vanne gros débit) permet un réglage approximatif du débit tandis que la deuxième (dite vanne petit débit) permet d'en affiner la régulation,
- **les échangeurs de chaleur ④ et ⑨** : ces éléments permettent de condenser puis de refroidir la vapeur en sortie de section d'essais. Associés à un dispositif de préchauffe ⑥, ils concourent à la fois au réglage de la température du fluide en entrée de section d'essais mais également à la protection de la pompe en limitant les risques de cavitation,
- **la préchauffe ⑥** : cet élément permet de réguler la température du fluide à l'entrée de la section d'essais. Le redresseur électrique de préchauffe peut délivrer une puissance de 30kW (15 V et 2000 A). Afin d'éviter l'ébullition dans la préchauffe, la température du fluide à l'entrée de cette dernière est limitée à 5°C en dessous de la température de saturation,
- **la section d'essais ⑦** : cet élément est présenté sur la figure 3.1(b) et est constitué d'un tube en acier inoxydable (316TI) de section circulaire. Le diamètre intérieur D_i vaut 19.2mm (± 0.2 mm) et le diamètre extérieur vaut D_e vaut 21.2mm (± 0.02 mm). La longueur totale du tube est égale à $L = 3.485$ m. Le tube est chauffé par effet Joule direct sur toute ou une partie de sa longueur à l'aide d'un redresseur électrique pouvant délivrer une puissance de 100 kW (1250 A, 80 V). Coté extérieur, le tube est calorifugé par une enceinte en laine de roche de 6cm d'épaisseur. Un calcul réalisé dans l'annexe B montre que cette isolation permet de réduire les pertes thermiques à une valeur inférieure à 50 W. La paroi extérieure du tube peut donc être considérée comme adiabatique.

Les mesures locales destinées à l'étude et la caractérisation de l'écoulement sont réalisées dans un plan de mesure situé en sortie de section d'essais. Cette dernière est équipée d'une tête supportant un système de déplacement radial le long d'un diamètre du tube (hypothèse d'axi-symétrie de l'écoulement) auquel est rattaché un capteur de mesure (thermocouple, sonde optique, sonde anémométrique,...). Ce système autorise une résolution minimale de déplacement de 10 μ m et garantit le positionnement du capteur à ± 100 μ m.

Un circuit secondaire (non représenté sur le schéma 3.1(a)) permet d'effectuer les opérations de remplissage et de vidange de la boucle. Il est constitué d'un réservoir de stockage,

d'un compresseur permettant le transfert du Fréon, d'un condenseur pour liquéfier le Fréon en phase de vidange et enfin d'une pompe à vide qui permet d'éliminer toute trace d'eau résiduelle et d'air avant le remplissage de la boucle.

3.2.2 Paramètres de similitude

Quatre paramètres de contrôle permettent de piloter l'installation :

- la pression de sortie de la section d'essais P_s ,
- le débit massique \dot{m} ,
- la température d'entrée de la section d'essais T_e ,
- la puissance électrique de chauffage W .

Il est donc nécessaire de disposer, pour une géométrie imposée, de quatre critères de transposition (dits critères de similitude) permettant de se placer dans des conditions expérimentales représentatives des conditions REP :

- **Conservation du rapport des masses volumiques** entre la phase gazeuse et la phase liquide :

$$\left(\frac{\rho_{G,sat}}{\rho_{L,sat}} \right)_{\text{Fréon}} = \left(\frac{\rho_{G,sat}}{\rho_{L,sat}} \right)_{\text{Eau}} . \quad (3.1)$$

Les masses volumiques sont évaluées à saturation. Les indices L et G correspondent respectivement à la phase liquide et à la phase gazeuse. Cette identité pilote la correspondance des pressions entre l'eau (fluide prototype) et le Fréon (fluide simulant).

- **Conservation du nombre de Weber** :

$$We_{\text{Fréon}} \triangleq \left(\frac{G^2 R}{\rho_{L,sat} \sigma} \right)_{\text{Fréon}} = \left(\frac{G^2 R}{\rho_{L,sat} \sigma} \right)_{\text{Eau}} \triangleq We_{\text{Eau}}, \quad (3.2)$$

où R , σ et G correspondent respectivement au rayon de la conduite, à la tension de surface du liquide, et à la vitesse massique définie comme :

$$G \triangleq \frac{\dot{m}}{S}, \quad (3.3)$$

avec S la section de passage du fluide. L'identité 3.2 fixe la correspondance des vitesses massiques.

- **Conservation du nombre d'ébullition** Bo :

$$Bo_{\text{Fréon}} \triangleq \left(\frac{q_p}{GH_{LG}} \right)_{\text{Fréon}} = \left(\frac{q_p}{GH_{LG}} \right)_{\text{Eau}} \triangleq Bo_{\text{Eau}} \quad (3.4)$$

où H_{LG} correspond à la chaleur latente. Cette identité fixe la correspondance des densités surfaciques de puissance q_p .

- **Conservation du titre thermodynamique d'entrée $X_{eq,e}$:**

$$X_{eq,e\text{Fréon}} \triangleq \left(\frac{H_{L,e} - H_{L,sat}}{H_{LG}} \right)_{\text{Fréon}} = \left(\frac{H_{L,e} - H_{L,sat}}{H_{LG}} \right)_{\text{Eau}} \triangleq X_{eq,e\text{Eau}} \quad (3.5)$$

où $H_{L,e}$ correspond à l'enthalpie moyenne débitante d'entrée du fluide. Cette identité permet de calculer les températures d'entrée correspondantes pour une pression fixée.

Le tableau 3.1 compare les domaines thermohydrauliques équivalents entre l'eau et le Fréon au regard des relations 3.1 à 3.5.

Fluide	Freon R134a	Eau
Pression P_s (bar)	14 - 30	100 - 180
Vitesse massique G ($\text{kg.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)	500 - 5000	500 - 5000
Flux surfacique q_p (MW.m^{-2})	0.05 - 0.65	0.6 - 6.5
Titre thermodynamique de sortie $X_{eq,s}$	(-0,4) - (+0.4)	(-0,4) - (+0.4)

TABLE 3.1 – Similitude eau vs. Fréon - Correspondance des gammes de paramètres de contrôle REP vs. DEBORA.

3.2.3 Instrumentation de l'installation

L'instrumentation de la boucle se compose essentiellement :

- **de capteurs de pression** qui permettent d'accéder respectivement aux pressions d'entrée P_e et de sortie P_s de la section d'essais,
- **d'un débitmètre Coriolis** qui mesure le débit massique \dot{m} traversant la section d'essais,
- **de deux sondes Platine (Pt100)** qui mesurent les températures moyennes T_e à l'entrée et T_s à la sortie de la section d'essais,
- **d'une mesure de la puissance électrique injectée dans la section d'essais**. Cette dernière est obtenue à partir des mesures de la tension E aux bornes de la section d'essais et de l'intensité I la traversant, dont les acquisitions se font à une fréquence de 12 kHz. La puissance électrique W est alors égale à :

$$W = \frac{1}{T} \int_0^T E(t)I(t)dt. \quad (3.6)$$

Le flux thermique surfacique se déduit de la puissance électrique par la relation suivante :

$$q_p = \frac{W}{\pi D_i L_{chauff}}, \quad (3.7)$$

où L_{chauff} correspond à la longueur chauffante.

3.2.4 Instrumentation de la section d'essais

Hormis les mesures fluides locales (sonde anémométrique) dont une description sera donnée au chapitre suivant, l'instrumentation de la section d'essais se résume à la mesure des températures de paroi.

Les températures de paroi sont mesurées à l'aide de trois micro-sondes Platine (*Pt100*, JUMO Platinum Temperature Sensors) qui sont collées sur la paroi extérieure du tube. Elles sont positionnées au niveau de la section de sortie du tube et sont réparties sur la couronne tout les 120° . Le montage est présenté sur la figure 3.2.

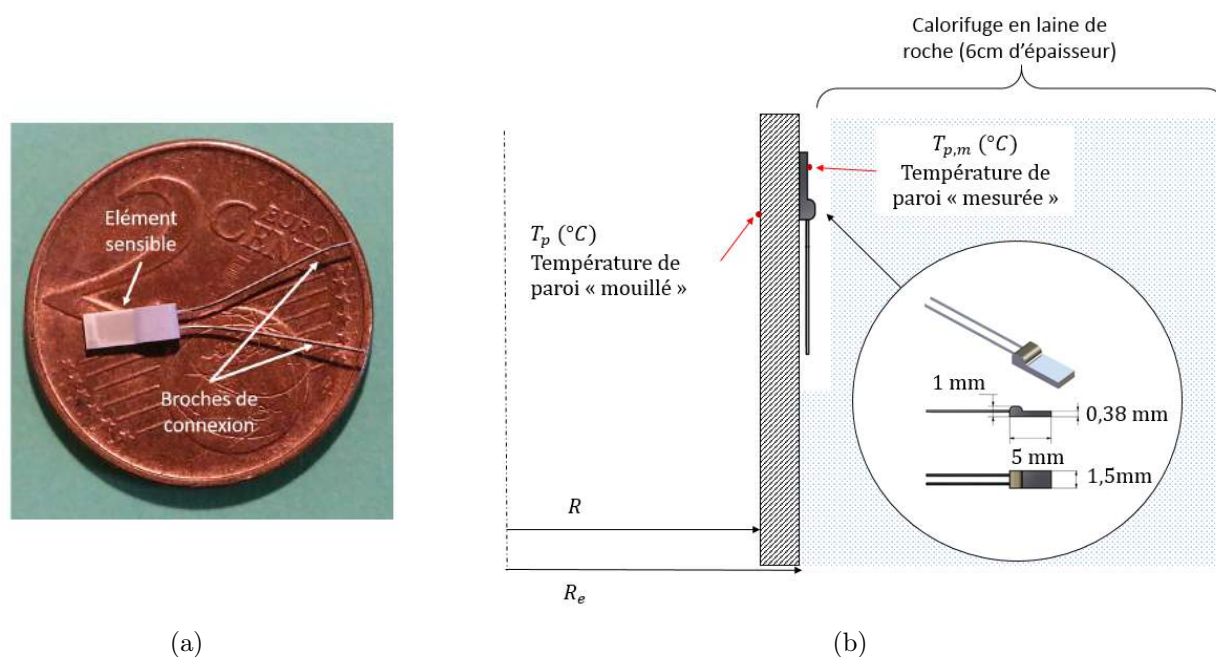


FIGURE 3.2 – (a) Sonde Platine de paroi (JUMO Platinum Temperature Sensors - modèle Pt100 PCA/M) - (b) Schéma du principe de montage de la sonde Platine de paroi.

Ces sondes sont composées d'une âme en céramique électriquement isolante (de $380 \mu\text{m}$ d'épaisseur) sur laquelle est déposé un fil de Platine. Une mesure 4 fils de leur résistance permet d'en déduire la température à partir de la loi résistance/température des sondes.

Ces sondes ont été mises en œuvre afin de remplacer l'ancien système de mesure qui utilisait des thermocouples isolés électriquement et pointés sur la face extérieure du tube. En effet, ce nouveau système permet de s'affranchir :

- à la fois des problèmes liés à la température de compensation de la soudure froide rencontrés avec les thermocouples,
- mais également des problèmes liés aux pertes d'isolement électrique susceptibles de survenir au niveau du contact capteur de température/paroi chauffante.

En outre, ces sondes Platine sont directement raccordables à notre système d'acquisition.

Les sondes Platine de mesure de température de paroi sont étalonnées en écoulement mo-

nophasique adiabatique. La température de la sonde Platine de sortie de section d'essais (T_s) sert de température de référence. La figure 3.3 présente un exemple de courbe d'étalonnage.

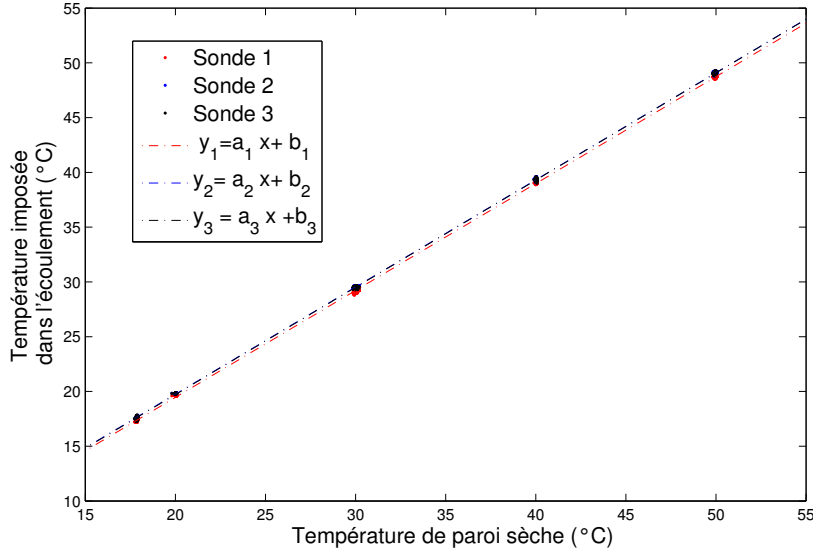


FIGURE 3.3 – Courbes d'étalonnage des sondes Platine de paroi. On étalonne les sondes Platine de paroi en faisant varier la température d'un écoulement adiabatique. Comme, le flux de chaleur est nul, la température de paroi sèche $T_{p,m}$ est égale à la température de l'écoulement T_s .

Lors d'un essai sous flux, la température de paroi mouillée T_p , *i.e.* température de la paroi interne du tube au contact du Fréon (figure 3.2(b)), s'obtient à l'aide d'un calcul de conduction 1D à travers l'épaisseur du tube. En coordonnées cylindriques, l'équation de la chaleur s'écrit (Bird et al. (2002)) :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{\dot{q}}{\lambda_s} = 0, \quad (3.8)$$

où \dot{q} et λ_s correspondent respectivement aux terme source de puissance et à la conductivité thermique du tube qui sera choisie égale à $\lambda_s = 16 \text{ W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$. Compte tenu de la faiblesse des pertes thermiques (comme précisé au paragraphe 3.2.1), la paroi extérieure du tube est considérée comme adiabatique et les conditions aux limites de l'équation 3.8 s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{l} T(r = R_e) = T_{p,m} \quad \text{température de paroi sèche (mesurée par la sonde Platine)} \\ \left. \frac{dT}{dr} \right|_{r=R_e} = 0 \quad \text{paroi sèche adiabatique (isolation thermique)} \end{array} \right. \quad (3.9)$$

où R_e correspond au rayon externe du tube comme précisé sur la figure 3.2.

Au niveau du rayon interne du tube, en $r = R$, la température et le flux de chaleur sont

définis comme suit :

$$\begin{cases} T(r = R) = T_p & \text{température de paroi mouillée} \\ \lambda_s \frac{dT}{dr} \Big|_{r=R} = q_p & \text{égalité des flux surfaciques en paroi mouillée} \end{cases} \quad (3.10)$$

Le flux thermique q_p est lié au terme source volumique de puissance \dot{q} par la relation suivante :

$$q_p = \frac{\dot{q}(R_e^2 - R^2)}{2R}. \quad (3.11)$$

En utilisant l'équation 3.11, on peut alors résoudre le système différentiel constitué des équations 3.8, 3.9 et 3.10 . La température de paroi mouillée s'écrit alors :

$$T_p = T_{p,m} - \frac{q_p R}{2\lambda_s} \left[\frac{2R_e^2}{R_e^2 - R^2} \ln \left(\frac{R_e}{R} \right) - 1 \right] = T_{p,m} - \Delta T_p. \quad (3.12)$$

La correction de température ΔT_p définie comme l'écart entre les températures de paroi sèche $T_{p,m}$ et mouillée T_p s'écrit alors de la manière suivante :

$$\Delta T_p = \frac{q_p R}{2\lambda_s} \left[\frac{2R_e^2}{R_e^2 - R^2} \ln \left(\frac{R_e}{R} \right) - 1 \right], \quad (3.13)$$

et dépend donc du flux thermique surfacique q_p , de la conductivité thermique de la paroi λ_s et de la géométrie du tube.

La précision de la mesure de température de paroi mouillée T_p dépend à la fois de la précision sur la mesure de température de paroi sèche, qui est égale à $\delta T_{p,m} \pm 0.5^\circ\text{C}$ du fait du boîtier d'isolement galvanique, et de la précision sur la correction de température ΔT_p dans la relation 3.13. Un calcul d'incertitude permet d'exprimer cette dernière comme :

$$\delta_{\Delta T_p} \sim \Delta T_p \times \sqrt{\left(\frac{\delta q_p}{q_p} \right)^2 + \left(\frac{\delta \lambda_s}{\lambda_s} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\delta R}{R} \right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\delta R_e}{R_e} \right)^2}, \quad (3.14)$$

où δ_{q_p} , δ_{λ_s} , δ_R et δ_{R_e} correspondent respectivement aux incertitudes sur le flux thermique, sur la conductivité thermique ainsi que sur les rayons intérieurs et extérieurs du tube. Les incertitudes relatives sur les rayons R et R_e , qui sont d'environ $\pm 0.2\%$, sont négligeables devant l'incertitude de mesure sur la mesure du flux thermique, qui est d'environ $\pm 3\%$ relatif. L'incertitude sur la diffusivité thermique λ_i étant difficilement chiffrable, nous la prendrons égale à $\pm 5\%$ en relatif.

En utilisant les équations 3.13 et 3.14 et en considérant un essai réalisé pour $q_p = 200 \text{ kW.m}^{-2}$ (ce qui correspond au flux thermique surfacique maximal atteint dans cette étude) on calcule une correction de température ΔT_p égale à 5°C et une incertitude de mesure $\delta_{\Delta T_p}$ qui vaut $\pm 0.3^\circ\text{C}$. Au final, la précision de mesure sur la température de paroi mouillée vaut donc :

$$\delta T_p = \pm \sqrt{\delta T_{p,m}^2 + (\delta_{\Delta T_p})^2} \sim \pm 0.6^\circ\text{C}. \quad (3.15)$$

On retiendra cette valeur dans la suite de l'étude.

3.2.5 Dispositif d'acquisition et récapitulatif des incertitudes de mesure

Un dispositif d'acquisition développé au laboratoire permet d'acquérir simultanément les mesures des conditions aux limites de la boucle et des températures de paroi à la fréquence de 1Hz. L'acquisition des mesures locales (anémométriques) se fait à l'aide d'un système déporté, décrit dans le chapitre 4. La synchronisation de ces 2 systèmes d'acquisition a nécessité le développement d'un outil spécifique réalisé en MATLAB[®].

Le tableau 3.2 récapitule les incertitudes de mesures des capteurs instrumentant la boucle DEBORA ainsi que la section d'essais (hors instrumentation locale).

Grandeurs	Capteur	Notation	Incertitude
Température d'entrée	Sonde Platine	T_e	± 0.2 °C
Température de sortie	Sonde Platine	T_s	± 0.2 °C
Débit massique	Débimètre Coriolis	\dot{m}	± 0.1 % **
Température de paroi mouillée	Sonde Platine JUMO	T_p	± 0.6 °C
Pression d'entrée	Capteur de pression	P_e	± 5000 Pa
Pression de sortie	Capteur de pression	P_s	± 5000 Pa
Puissance de chauffe *	/	W	± 3 % **

TABLE 3.2 – Incertitudes de mesure des différents paramètres d'essais - * D'après Cubizolles (1996).

3.3 Stabilité temporelle et validation des mesures des conditions aux limites de la boucle

Dans ce paragraphe, on cherche à vérifier la stabilité et à établir la cohérence des mesures des conditions aux limites de la boucle.

3.3.1 Stabilité temporelle des conditions aux limites de la boucle

La stabilité des conditions d'essais est une condition *sine qua non* quant à la réalisation de mesures fiables et précises (condition d'autant plus importante que la durée des essais est importante - de l'ordre de plusieurs heures dans le cas d'essais thermo-anémométriques). Il est donc primordial de s'assurer que l'installation DEBORA peut rester stable durant une

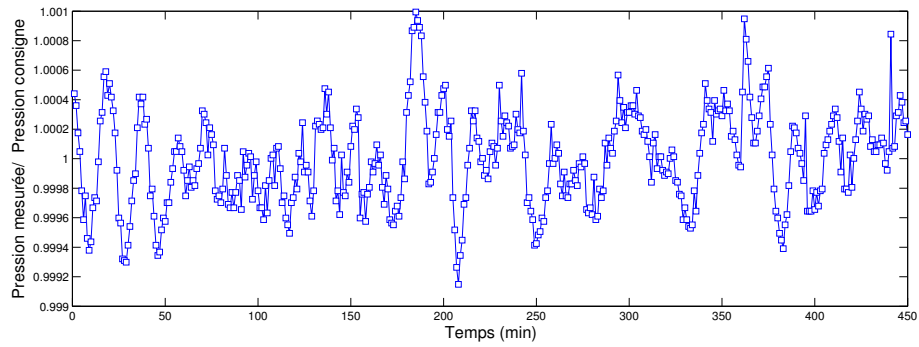


FIGURE 3.4 – Évolution du rapport entre la pression de sortie mesurée et la pression de consigne au cours d'un essai d'une durée de 7 heures.

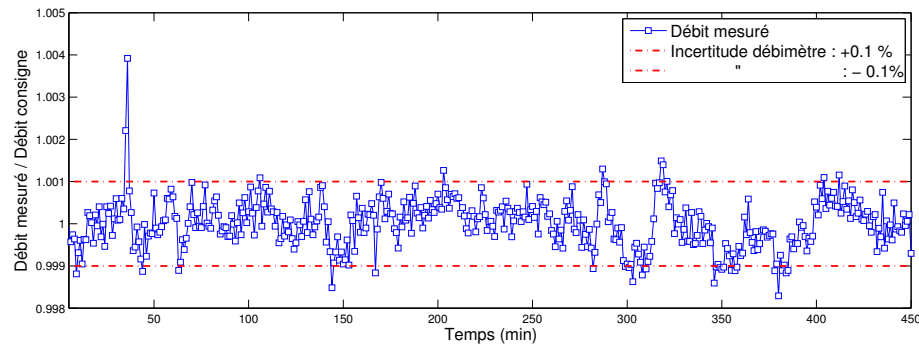


FIGURE 3.5 – Évolution du rapport entre le débit massique mesuré et le débit massique de consigne au cours d'un essai d'une durée de 7 heures.

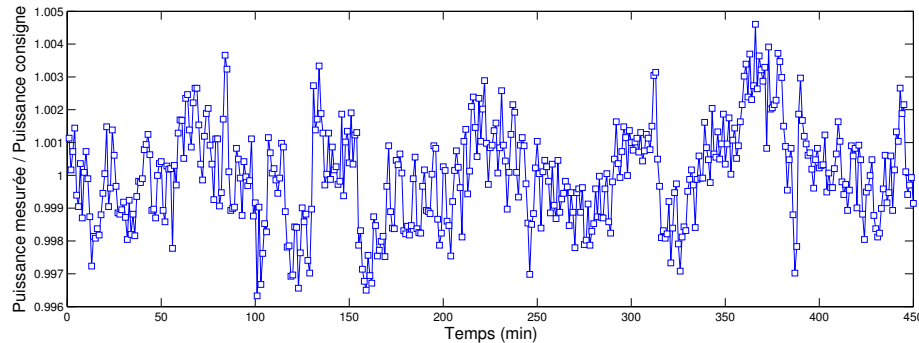


FIGURE 3.6 – Évolution du rapport entre la puissance de chauffe mesurée et la puissance de consigne au cours d'un essai d'une durée de 7 heures.

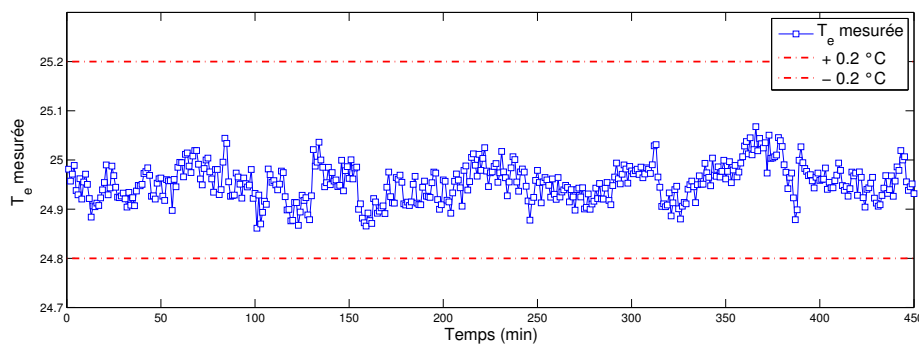


FIGURE 3.7 – Évolution de la température d'entrée mesurée au cours d'un essai d'une durée de 7 heures.

longue période. A cette fin, des essais exploratoires ont été réalisés. Leur principe a consisté à enregistrer l'état des différents paramètres thermohydrauliques de contrôle de l'installation sur une période de 7 heures.

Les figures 3.4 à 3.7 présentent l'évolution de la pression, du débit massique, de la température d'entrée ainsi que de la puissance pour un essai correspondant aux conditions limites suivantes :

- pression : $P_s = 14\text{bar}$,
- vitesse massique : $G = 3000\text{kg/m}^2/\text{s}$,
- température d'entrée : $T_e = 25^\circ\text{C}$,
- puissance de chauffage : $W = 25\text{kW}$.

Les paramètres de contrôle de la boucle sont acquis à une fréquence de 1Hz. A l'issue de l'enregistrement, nous avons tracé l'évolution temporelle des mesures moyennées sur l'échelle de temps d'une minute. L'analyse de ces courbes montre que même sur un essai d'une aussi longue durée, les organes internes de l'installation DEBORA permettent de garantir que les conditions thermohydrauliques de l'essai ne varient pas au cours du temps de plus de $\pm 0.5\%$ pour la pression, le débit et la puissance de chauffe et de plus de $\pm 0.1^\circ\text{C}$ pour la température d'entrée. En outre, le dispositif de régulation des paramètres de contrôle de l'installation permet d'imposer des conditions aux limites stables dans le temps.

3.3.2 Cohérence des bilans thermiques

Des essais de bilan thermique sont réalisés en écoulement monophasique liquide anisotherme. Le principe de la validation consiste à vérifier la cohérence entre la puissance électrique injectée dans l'écoulement (à travers la section d'essais) et l'élévation d'enthalpie mesurée entre l'entrée et la sortie du tube d'essais, pour des conditions de pression, de débit, de température d'entrée et de puissance imposées.

Pression P_s (bar)	14 - 20
Vitesse massique G ($\text{kg/m}^2/\text{s}$)	1000 - 3500
Puissance W (kW)	2 - 36
Densité surfacique de puissance q_p (kW/m^2)	10 - 170
Titre thermodynamique en sortie de section d'essais $X_{eq,s}$	-0.54 - -0.16
Longueur chauffante L_{chauff} (m)	2.47 - 3.485

TABLE 3.3 – Plage thermohydraulique des essais de bilans thermiques. Les conditions de ces essais sont monophasiques (les températures de paroi mouillée T_p déterminées en utilisant la procédure décrite au paragraphe précédent restant en effet inférieures à la température de saturation T_{sat}).

L'enthalpie moyenne débitante du fluide en sortie de section d'essais $H_{Ls,1D}$ s'écrit classiquement à l'aide d'un bilan d'énergie :

$$H_{Ls,1D} = H_{L,e} + \frac{W}{\dot{m}}. \quad (3.16)$$

A l'aide de l'équation d'état du Fréon R134a, on peut alors déduire de l'enthalpie $H_{Ls,1D}$

la température moyenne du liquide $T_{Ls,1D}$ que l'on va comparer à la température mesurée à l'aide de la sonde Platine située en sortie de section d'essais T_{Ls} . Toutes les propriétés thermophysiques et de transport du Fréon R134a ont été calculées en utilisant les tables du NIST². Une quarantaine d'essais de bilan thermique dont les conditions sont décrites dans le tableau 3.9 ont été réalisés et leurs résultats sont présentés sur la figure 3.8.

Nous observons que pour l'ensemble des essais réalisés les écarts entre les températures mesurées et celles déduites des bilans thermiques sont inférieurs à 0.2°C , ce qui correspond à la précision de mesure de la sonde Platine de sortie ($\pm 0.2^\circ\text{C}$)

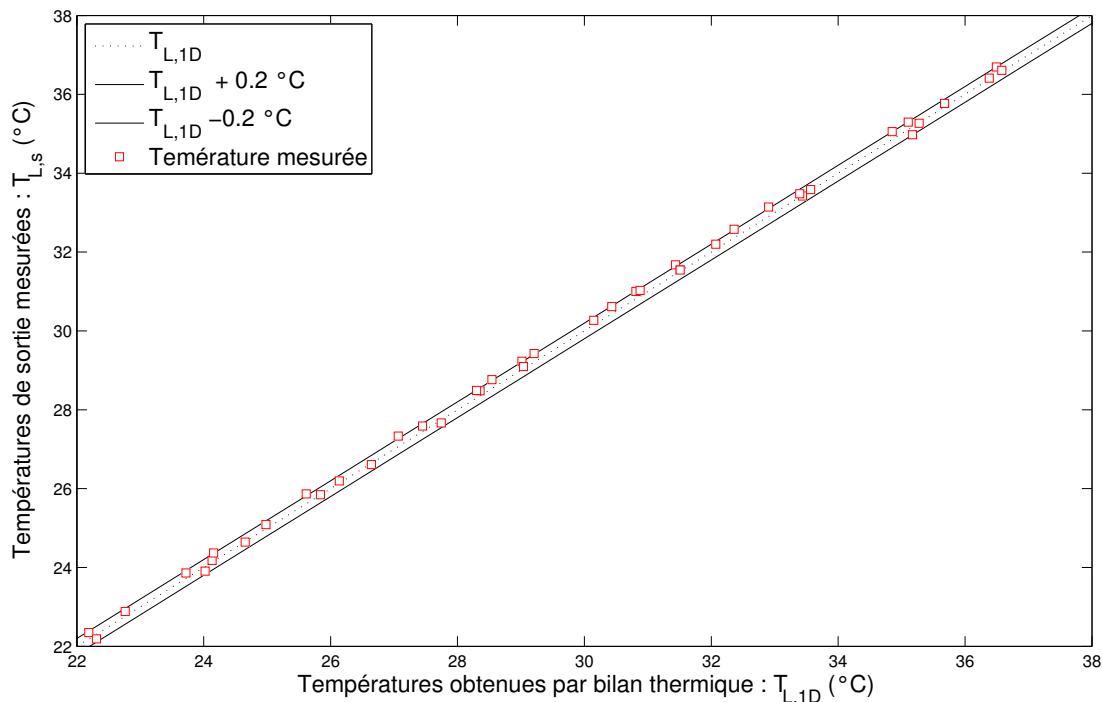


FIGURE 3.8 – Vérification des bilans thermiques pour des écoulements monophasiques.

3.4 Validation des mesures des températures de paroi

Dans ce paragraphe, on cherche à établir la cohérence des mesures de températures de paroi.

3.4.1 Cohérences des mesures des températures de paroi en écoulement monophasique

Afin de vérifier la cohérence des mesures de température de paroi, nous avons comparé les températures de paroi mesurées en écoulement monophasique aux températures de paroi

2. National Institute of Standards and Technology, webbook.nist.gov

données par une corrélation de référence. Nous avons retenu la corrélation [Gnielinski \(1976\)](#) qui permet d'exprimer le nombre de Nusselt Nu à l'aide de la relation suivante :

$$Nu_{Gnielinski} \triangleq \frac{hD_i}{\lambda_L} = \frac{\frac{C_f}{2}(Re - 1000)Pr}{1 + 12.7\left(\frac{C_f}{2}\right)^{0.5}(Pr^{2/3} - 1)}, \quad (3.17)$$

où h , C_f , Pr et Re correspondent au coefficient d'échange convectif, au coefficient de frottement ainsi qu'au nombre de Prandtl et au nombre de Reynolds définis respectivement par :

$$Pr \triangleq \frac{\mu_L C_{pL}}{\lambda_L}, \quad (3.18)$$

et

$$Re \triangleq \frac{GD}{\mu_L}. \quad (3.19)$$

μ_L , C_{pL} et λ_L correspondent à la viscosité dynamique, à la capacité calorifique et à la conductivité thermique du Fréon liquide.

Le domaine de validité de cette corrélation, qui est rappelé ci-dessous, couvre l'ensemble de nos conditions d'essais.

$$\begin{cases} 0.5 \leq Pr \leq 2000 \\ 2300 \leq Re \leq 5.10^6 \end{cases} \quad (3.20)$$

Le coefficient de frottement C_f est calculé à l'aide de la corrélation de [MacAdams \(1954\)](#) qui s'écrit :

$$C_f = 0.036Re^{-0.182} \quad \text{pour} \quad 4.10^4 < Re < 10^7. \quad (3.21)$$

Les propriétés physiques sont calculées à la température moyenne de sortie du fluide. La température de paroi déduite de la corrélation s'écrit alors :

$$T_{p,Gnielinski} = T_{Ls,1D} + \frac{q_p D}{\lambda_L Nu_{Gnielinski}}, \quad (3.22)$$

où $T_{Ls,1D}$ correspond à la température liquide obtenue par bilan thermique comme précisé dans le paragraphe précédent.

Une quarantaine d'essais monophasiques ont été réalisés (conditions d'essais décrites dans le tableau [3.3](#)) et sont présentés sur la figure [3.9](#).

Les températures de paroi expérimentales présentées sur cette figure correspondent à la moyenne des températures de paroi mesurées par les trois sondes Platine (en vérifiant toutefois que les écarts entre les températures mesurées par les différentes sondes ne dépassent pas $\pm 0.5^\circ\text{C}$).

Les écarts entre les températures de paroi corrélées et celles mesurées restent inférieurs à 1°C et sont en moyenne de 0.6°C . Toutefois les températures mesurées surestiment les températures de paroi corrélées, le rapport entre la moyenne des températures mesurées et la moyenne des températures corrélées étant égal à 1.014. En outre, cette surestimation croit

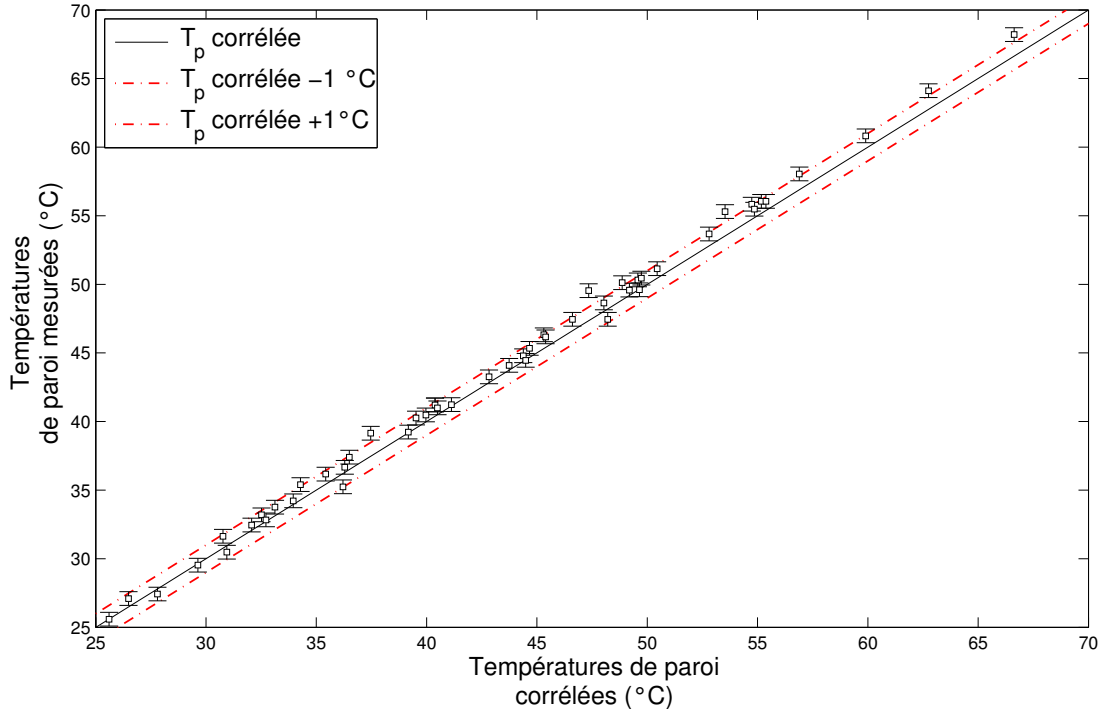


FIGURE 3.9 – Comparaison entre les températures de paroi mesurées en sortie de section d’essais pour des écoulements monophasiques et des températures de paroi obtenues à l’aide de la corrélation de [Gnielinski \(1976\)](#) pour différentes conditions de débit, de pression et de température d’entrée.

lorsque le flux thermique surfacique augmente. Nous n’avons pas pu expliquer ce comportement à ce jour.

3.4.2 Cohérence des mesures de température de paroi en écoulement diphasique bouillant

Dans un second temps, nous avons cherché à vérifier si notre dispositif de mesure de température de paroi était capable de détecter l’apparition de l’ébullition. L’ébullition survient lorsque la température de paroi dépasse la température de saturation d’une valeur nommée surchauffe nécessaire à l’ébullition. Le modèle de [Frost and Dzakowic \(1967\)](#) fait figure de référence pour calculer cette surchauffe dans les écoulements bouillants en conditions d’écoulements REP ou simulantes. Cette corrélation s’écrit :

$$T_{p,Frost} = T_{sat} + Pr_{L,sat} \sqrt{\frac{8\sigma q_p T_{sat}}{\lambda_{L,sat} H_{LG} \rho_{G,sat}}}, \quad (3.23)$$

où T_{sat} correspond à la température de saturation évaluée en Kelvin. Les propriétés thermophysiques du liquide sont évaluées à saturation.

Nous avons donc réalisé trois séries d’essais à pression de sortie et température d’entrée imposées ($P_s = 14.6$ bar et $T_e = 20^\circ\text{C}$) en faisant varier la vitesse massique de $G = 1000$ à $G = 2800$ kg/m²/s . Pour chacune de ces séries, nous avons augmenté la puissance injectée

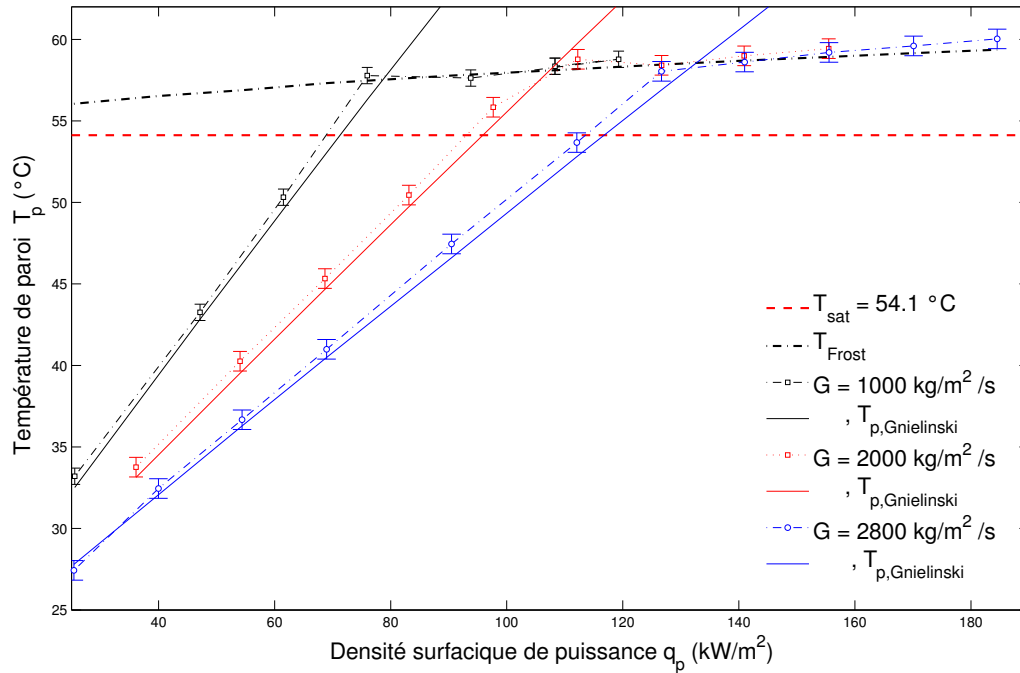


FIGURE 3.10 – **Températures de paroi en sortie de section d’essais mesurées en écoulements bouillants.** Évolution des températures de paroi avec le flux thermique q_p pour $T_e = 20^\circ\text{C}$, et $P_s = 14.6$ bar et trois vitesses massiques. Les températures de paroi mesurées $T_{p,exp}$ sont comparées aux températures données par les corrélations de **Gnielinski (1976)** ($T_{p,Gnielinski}$) et de **Frost and Dzakowic (1967)** ($T_{p,Frost}$) .

dans le fluide jusqu’à déclencher l’ébullition. La figure 3.10 présente les résultats obtenus. On observe que :

- tant que l’écoulement reste monophasique, les températures de paroi suivent bien la corrélation de **Gnielinski (1976)** (ce qui corrobore les conclusions précédentes),
- lorsqu’on atteint l’ébullition nucléée, les températures de paroi se stabilisent à des valeurs très proches de celles prédites par la corrélation de **Frost and Dzakowic (1967)**.

3.5 Conclusion

L’objectif de ce chapitre était de présenter la boucle DEBORA et de vérifier la cohérence des capteurs qui en mesurent les conditions aux limites. Ce travail était une étape préliminaire afin de garantir la fiabilité et la précision des mesures thermo-anémométriques. Les bilans thermiques ont été vérifiés à 0.2°C . Nous avons également présenté le dispositif de mesure de température de paroi et nous l’avons validé en comparant les résultats de mesures à des corrélations de température de paroi en écoulement monophasique et en écoulement diphasique. Les comportements observés apparaissent cohérents avec les comportements prédits par les corrélations. Les écarts maximum constatés demeurent inférieurs à 1°C .

Toutefois il faut rappeler que ces mesures de paroi ne sont effectuées qu’au niveau de la sortie de la section d’essais. Il aurait été intéressant de pouvoir mesurer l’évolution axiale

de ce paramètre dans l'écoulement. Par ailleurs, et rejoignant ainsi le constat formulé par [Guéguen \(2013\)](#) dans sa thèse, la perte de pression totale aux bornes du tube n'est pas mesurée.

Chapitre 4

Développement de la thermo-anémométrie dans l'installation DEBORA

Sommaire

4.1	Introduction	82
4.2	Présentation de la thermo-anémométrie	82
4.2.1	Principe physique	82
4.2.2	Les sondes de mesure	83
4.2.3	Le mode de pilotage des sondes	84
4.3	Les équations fondamentales de la thermo-anémométrie	85
4.3.1	Cas du régime permanent	85
4.3.2	Cas du fil de longueur finie	87
4.3.3	Cas du régime non permanent (sur un fil de longueur infinie)	89
4.4	État de l'art	91
4.4.1	Écoulements monophasiques	91
4.4.2	Écoulements diphasiques	93
4.4.3	Conclusion de l'étude bibliographique	95
4.5	Stratégie de développement de la thermo-anémométrie dans l'installation DEBORA	96
4.5.1	Définition d'un capteur de mesure	96
4.5.2	Définition d'un anémomètre	98
4.5.3	Choix de la méthodologie de mesure pour les grandeurs moyennes	100
4.6	Procédures expérimentales pour la mise en œuvre de la surchauffe multiple	102
4.6.1	Procédures pour la mesure des grandeurs moyennes	103
4.6.2	Procédures pour la mesure des grandeurs fluctuantes	109
4.7	Limitations de la thermo-anémométrie dans l'installation DEBORA	114
4.7.1	Température maximale atteignable sur les sondes	115
4.7.2	Vieillessement des sondes à fil	118
4.8	Conclusion	121

4.1 Introduction

On s'intéresse dans ce chapitre à la mise au point d'une méthode de mesure anémométrique visant à terme à la caractérisation des champs de vitesse et de température liquide en écoulement bouillant sur l'installation expérimentale DEBORA (qui a été présentée dans le chapitre précédent).

Après avoir rappelé les principes généraux de la thermo-anémométrie, nous mènerons une étude bibliographique. Celle-ci montrera que si cette technique est classiquement utilisée en écoulement monophasique et en écoulement diphasique adiabatique, elle est en revanche peu utilisée en écoulement bouillant, et les rares mesures réalisées concernent essentiellement la mesure de taux de vide.

La seconde partie de ce chapitre consistera donc à élaborer une stratégie de mesure permettant de réaliser des mesures locales précises de vitesse et de température sur la boucle DEBORA. On s'intéressera dans ce chapitre aux **écoulements monophasiques** avec transfert de chaleur. L'application de cette méthode au cas des **écoulements bouillants** fera l'objet du chapitre suivant.

La chaîne de mesure constituée des sondes de mesure ainsi que du conditionneur de signal sera alors décrite et les différents choix réalisés seront justifiés (utilisation des sondes à fil, pilotage de l'anémomètre en courant constant). Les principes d'étalonnage et de mesure seront également décrits. On présentera en particulier **une méthode originale** permettant de s'affranchir de l'influence de la température liquide sur la mesure de vitesse.

Enfin, les limitations inhérentes à l'utilisation de cette méthode dans les conditions thermohydrauliques de la boucle DEBORA sont clairement précisées et discutées.

4.2 Présentation de la thermo-anémométrie

4.2.1 Principe physique

Le principe général de l'anémométrie thermique consiste à placer dans un écoulement incident, un ou plusieurs éléments chauffés par effet Joule.

Sous l'effet de l'écoulement, l'élément chauffé va se refroidir par convection. Lorsque l'équilibre thermique (régime stationnaire) est atteint, la puissance produite par effet Joule est intégralement évacuée par l'écoulement et la température du fil se stabilise à une température dite d'équilibre T_w . La valeur de la résistance électrique du capteur R_w associée s'écrit alors (en limitant le développement à l'ordre 1) :

$$R_w = R_a [1 + \alpha_a (T_w - T_a)], \quad (4.1)$$

où T_a , R_a et α_a désignent respectivement une température de référence, la résistance élec-

trique du fil à la température T_a et le coefficient de sensibilité thermique du fil défini par la relation :

$$\alpha_a \triangleq \frac{1}{R_a} \left. \frac{dR_w}{dT} \right|_{T=T_a}. \quad (4.2)$$

En pratique, pour les sondes commerciales (fil en Tungstène ou en Platine) le produit $\alpha_a R_a$ ne varie pas avec la température et par conséquent la relation résistance/température (équation 4.1) est linéaire. Les valeurs de α_a et R_a étant souvent mesurées à la température de 20°C , nous noterons ces valeurs particulières α_{20} et R_{20} .

4.2.2 Les sondes de mesure

Les sondes anémométriques se présentent généralement sous la forme d'un fil métallique (Tungstène, Platine, Platine-Rhodium) tendu entre deux broches en acier par pointage ou brasage (*c.f.* figure 4.1(b)).

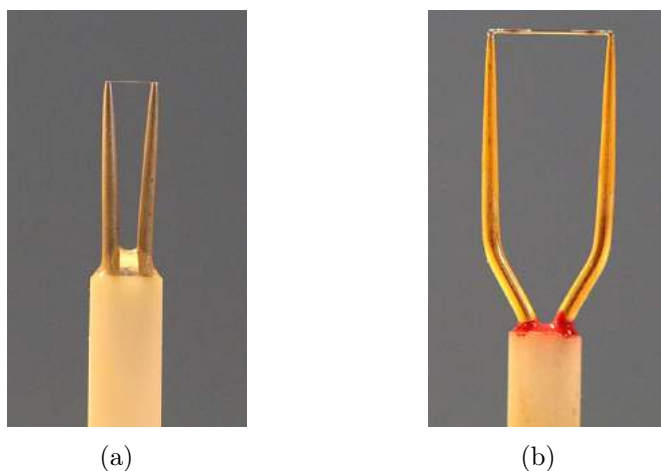


FIGURE 4.1 – Exemple de sondes anémométriques DANTEC : (a) sonde à fil $d = 5 \mu\text{m}$ - (b) sonde à film cylindrique $d = 70 \mu\text{m}$.

Les dimensions classiques de ce type de sonde sont :

- 1 à $5 \mu\text{m}$ pour le diamètre d ,
- 1 à 3 mm pour la longueur sensible l .

Ce type de sonde est très utilisé dans des écoulements en gaz, mais ne peut en revanche pas être utilisé dans les fluides conducteurs électriques (comme l'eau). En effet, dans ces conditions, les courants de fuite peuvent être importants et fausser la mesure ou conduire au claquage de la sonde. En outre, leur faible dimension les rend fragiles et extrêmement sensibles à la pollution par des particules présentes dans l'écoulement (poussières, dépôt calcaire qui peuvent perturber l'échange convectif autour du fil, ce qui s'avère d'autant plus impactant que le diamètre du fil est petit).

Pour pallier ces problèmes, on peut utiliser des sondes à film (figure 4.1(b)). L'élément sensible de ces sondes est réalisé à partir d'une âme en quartz de forme variable (cône, cylindre, dièdre) sur lequel est déposé une fine couche de Nickel ou de Platine ($\sim 0.1 \mu\text{m}$). Ce

dépôt métallique est isolé électriquement de l'environnement extérieur à l'aide d'un nouveau dépôt de Quartz de 1 à 2 μm d'épaisseur. Les dimensions classiques de ce type de sonde sont :

- 20 à 70 μm pour le diamètre
- 200 μm à 1.3 mm pour la longueur sensible.

Si ces caractéristiques les rendent *a priori* plus adaptées à une utilisation en écoulement liquide, leur dimension plus importante que celle des sondes à fil conduit à une dégradation des résolutions spatiale et temporelle de mesures.

4.2.3 Le mode de pilotage des sondes

Deux modes de fonctionnement sont classiquement retenues pour alimenter le capteur de mesure :

- le fonctionnement à Courant Constant (CCA) qui consiste à injecter un courant constant aux bornes du capteur. Dans ce mode d'alimentation, lorsque l'échange thermique varie autour du fil (en raison par exemple d'une variation de vitesse), la température de la sonde T_w change pour équilibrer la puissance injectée par effet Joule avec la puissance évacuée par convection.

Il est alors possible, via une procédure d'étalonnage, de déduire la vitesse ou la température du fluide en mesurant la température de la sonde (par l'intermédiaire d'une mesure de résistance).

Si cette méthode est très simple à mettre en œuvre, son application est limitée par l'inertie thermique de l'élément chauffé qui impacte directement la bande passante de la mesure.

Ce mode de fonctionnement est classiquement utilisé pour réaliser des mesures de température.

- le fonctionnement à température (ou résistance) constante (CTA) consiste à maintenir la température de la sonde à une valeur constante à l'aide d'un circuit de rétroaction électronique. Pour ce faire, la sonde est placée dans un pont de Wheatstone qui est maintenu à l'équilibre en ajustant en permanence la tension d'excitation à ses bornes afin de répondre aux variations de l'échange thermique autour du capteur (dues à des fluctuations de vitesse par exemple).

Il est alors possible, via une procédure d'étalonnage, de déterminer la vitesse du fluide en mesurant la tension d'excitation de la sonde.

Contrairement au cas de l'anémomètre à courant constant, la température du fil étant maintenue constante, il n'y a pas de problèmes liés à l'inertie thermique de l'élément chauffant. Ce mode de fonctionnement est classiquement utilisé pour réaliser des mesures de vitesse.

4.3 Les équations fondamentales de la thermo-anémométrie

L'écriture d'un bilan d'énergie sur un fil infiniment long (*i.e.* dont la longueur est grande devant le diamètre) chauffé par effet Joule plongé dans un écoulement incident conduit à l'équation différentielle suivante (Bruun (1995)) :

$$m_w C_{p,w} \frac{dT_w}{dt} = R_w I^2 - h S_w (T_w - T_0), \quad (4.3)$$

où T_w , R_w , I , T_0 , h et S_w correspondent respectivement à la température et à la résistance du capteur, au courant injecté, à la température du fluide, au coefficient d'échange convectif entre le fluide et la sonde ainsi qu'à la surface d'échange entre le fil et le fluide qui s'écrit :

$$S_w = \pi dl. \quad (4.4)$$

où l et d correspondent respectivement à la longueur sensible du capteur et à son diamètre.

Les variations de températures du fil résultent alors :

- de la puissance stockée par le fil, qui dépend de sa masse m_w et de sa capacité thermique massique $C_{p,w}$,
- de la puissance produite par effet Joule en faisant circuler le courant I dans le fil,
- de la puissance échangée par convection entre la sonde et son environnement.

4.3.1 Cas du régime permanent

Lorsque l'équilibre thermique est atteint sur le capteur (régime stationnaire), l'équation 4.3 se réécrit :

$$R_w I^2 = h S_w (T_w - T_0). \quad (4.5)$$

Puissance injectée	Puissance évacuée
par effet Joule	par convection

Le coefficient d'échange convectif h s'exprime en fonction du nombre de Nusselt Nu_w :

$$Nu_w \triangleq \frac{hd}{\lambda}, \quad (4.6)$$

où λ est la conductivité thermique du fluide. Classiquement, ce nombre peut s'exprimer en fonction de différents paramètres sans dimensions tels que les nombres de Reynolds du fil Re_w , de Prandtl Pr , de Mach M pour les écoulements compressibles, ou encore de Grashof en présence de convection naturelle. Ces différents paramètres sont définis comme suit :

- **nombre de Reynolds du fil** Re_w

$$Re_w \triangleq \frac{\rho U d}{\mu} \quad (4.7)$$

où μ et ρ correspondent respectivement à la viscosité dynamique et la masse volumique, et U représente la vitesse incidente du fluide,

— **nombre de Prandtl Pr**

$$Pr \triangleq \frac{\mu C_p}{\lambda} \quad (4.8)$$

— **nombre de Mach M**

$$M \triangleq \frac{U}{a} \quad (4.9)$$

où a correspond à la vitesse du son dans le milieu considéré.

— **nombre Grashof Gr**

$$Gr \triangleq \frac{g \rho^2 d^3 \beta (T_w - T_0)}{\mu^2} \quad (4.10)$$

où g et β correspondent respectivement à la constante de gravité et au coefficient d'expansion. [Collis and Williams \(1959\)](#) observent en pratique que les effets de la convection naturelle sont à prendre en compte pour des nombres de Reynolds Re_w inférieurs à 10^{-1} .

Dans le cadre de notre étude, les vitesses de l'écoulement sont de l'ordre du mètre par seconde et les dimensions des capteurs de l'ordre de quelques microns. Les vitesses de l'écoulement sont donc très inférieures à la vitesse du son dans le milieu considéré (10^2 à 10^3 m/s) et les nombres de Reynolds très supérieurs à 10^{-1} . Les effets de compressibilité (nombre de Mach) et convection naturelle seront donc négligés.

Dans l'hypothèse d'un fil infiniment long, [Kramers \(1946\)](#) propose la relation suivante pour estimer le nombre de Nusselt :

$$Nu_{w,f} = 0.42 Pr_f^{0.2} + 0.57 Pr_f^{0.33} \sqrt{Re_{w,f}}, \quad (4.11)$$

où l'indice f signifie que les propriétés thermo-physiques ont été évaluées à la température de film qui est définie par :

$$T_f \triangleq \frac{T_w + T_0}{2}. \quad (4.12)$$

Le domaine d'application de cette corrélation étant le suivant :

$$0.01 < Re_w < 10,000 \quad \text{et} \quad 0.71 < Pr_f < 1000,$$

elle est donc *a priori* applicable à nos conditions.

En combinant les équations 4.1, 4.5 et 4.6, on peut alors exprimer la résistance du fil R_w comme :

$$R_w = \frac{R_0}{1 - \frac{\alpha_a R_a}{Nu_{w,f} \pi \lambda_f l} I^2} \quad (4.13)$$

Ainsi, lorsque le courant injectée dans le fil est faible, on dit que le capteur fonctionne en mode fil froid car la température du fil est très proche de la température du fluide ($T_w \sim T_0$) : la résistance d'équilibre du fil tend alors vers la valeur R_0 qui est dite résistance de récupération (ou résistance à froid) et ne dépend en général que de la température moyenne du fluide T_0 (via la relation 4.1).

En revanche, lorsqu'on augmente le courant I , la température du fil augmente. On fonc-

tionne alors en mode fil chaud et la résistance R_w dépend à la fois de la température du fluide T_0 (via le terme R_0 dans l'équation 4.13) et de la vitesse (à travers le nombre de Nusselt $Nu_{w,f}$ dans l'équation 4.13).

Pour caractériser la température de fonctionnement du capteur, on introduit le coefficient de surchauffe du fil a_w , qui s'exprime comme :

$$a_w \triangleq \frac{R_w - R_0}{R_0}. \quad (4.14)$$

D'après l'équation 4.1, ce dernier peut également s'écrire :

$$a_w = \alpha_0(T_w - T_0). \quad (4.15)$$

4.3.2 Cas du fil de longueur finie

Dans le bilan thermique (équation 4.3), nous nous sommes placés dans l'hypothèse d'un fil de longueur infinie, ce qui suppose que l'échange convectif entre le fil et le fluide est le seul mode de transfert thermique. En pratique, dans le cas d'un fil réel, cette hypothèse est mise en défaut. Les broches entre lesquelles est tendu le fil (figure 4.1) sont massives devant ce dernier et restent à une température proche de celle du fluide environnant T_0 , quelle que soit la température du fil. Il s'établit donc un profil de température le long de ce dernier (*c.f.* figure 4.2) et une partie de la puissance dissipée par effet Joule est évacuée par conduction à travers les broches.

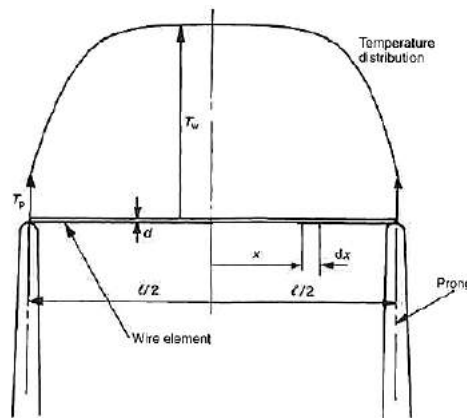


FIGURE 4.2 – Profil de température sur une sonde à fil, d'après Bruun (1995).

Si on on réécrit le bilan thermique à l'équilibre sur un fil de longueur finie l en tenant compte des pertes par conduction dans les broches, on obtient :

$$R_w I^2 - h S_w (T_w - T_0) + A_w l \lambda_w \frac{d^2 T_w}{dx^2} = 0, \quad (4.16)$$

où λ_w et A_w correspondent respectivement à la conductivité thermique du fil et sa section

définie comme :

$$A_w = \frac{\pi d^2}{4}. \quad (4.17)$$

L'intégration de l'équation 4.16 conduit à la relation suivante (Bruun (1995)) :

$$T_w(x) = T_0 + (T_{w,\infty} - T_0) \times \left[1 - \frac{\cosh(x/l_c)}{\cosh(l/2l_c)} \right], \quad (4.18)$$

où $T_{w,\infty}$, T_0 , x et l_c représentent respectivement la température d'un fil de longueur infinie soumis aux mêmes conditions limites, la température des broches, la position définie par rapport au centre du fil et la longueur de refroidissement définie par :

$$l_c \triangleq \frac{d}{2} \sqrt{\frac{\lambda_w}{\lambda_f Nu_{w,f}}}. \quad (4.19)$$

Le rapport $l/2l_c$ qui intervient dans l'expression 4.18 peut alors se réécrire :

$$\frac{l}{2l_c} = \frac{l}{d} \times \sqrt{\frac{\lambda_f Nu_{w,f}}{\lambda_w}}. \quad (4.20)$$

Connaissant l'expression du profil de température (équation 4.18), il est alors possible de déterminer les pertes thermiques par conduction aux extrémités du fil Q_{cd} qui s'écrivent (Bruun (1995)) :

$$Q_{cd} = 2\lambda_w A_w (T_{w,\infty} - T_0) \frac{\tanh(l/2l_c)}{l_c}. \quad (4.21)$$

Ces pertes sont à comparer à la puissance échangée par convection Q_{cv} , qui s'écrit dans le cas d'un fil de longueur finie :

$$Q_{cv} = \pi dlh (T_{w,\infty} - T_0) \left[1 - \frac{2l_c}{l} \tanh(l/2l_c) \right]. \quad (4.22)$$

En utilisant les équations 4.6, 4.19, 4.21 et 4.22, on peut alors montrer que le rapport entre la puissance des pertes conductives et la puissance échangée par convection s'écrit :

$$\frac{Q_{cd}}{Q_{cv}} = \frac{\tanh(l/2l_c)}{l/2l_c - \tanh(l/2l_c)}, \quad (4.23)$$

La figure 4.3 présente l'évolution du profil de température sur le fil ainsi que du rapport Q_{cd}/Q_{cv} en fonction du rapport $l/2l_c$. On constate que plus ce rapport est important, plus le profil de température est plat et moins les pertes par conduction sont importantes devant la puissance échangée par convection.

Par conséquent, pour diminuer les pertes par conduction, il convient soit de choisir un matériau pour le fil dont la conductivité est la plus faible possible (le Platine - $\lambda_w = 70$ W/m/K - s'avère ici un bon candidat par rapport au Tungstène - $\lambda_w = 190$ W/m/K) soit de maximiser le rapport d'aspect du fil l/d . Ceci se fait souvent en diminuant le diamètre du fil afin de conserver une résolution spatiale (longueur du fil) la plus faible possible.

On remarquera également que le rapport $l/2l_c$ dépend du nombre Nusselt $Nu_{w,f}$ de

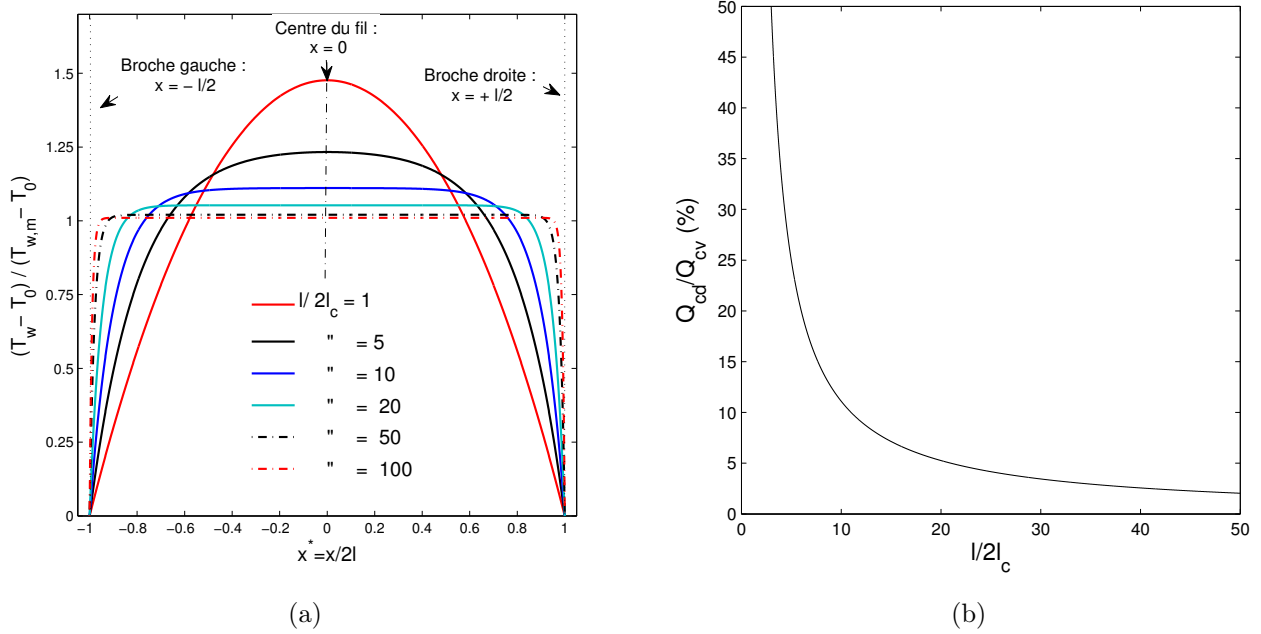


FIGURE 4.3 – Influence du rapport $l/2l_c$: (a) sur la forme du profil de température s'établissant sur le fil ($T_{w,m}$ correspond à la température moyennée sur la longueur du fil) - (b) sur le rapport entre la puissance des pertes conductives Q_{cd} et la puissance échangée par convection Q_{cv} .

l'écoulement et de la conductivité thermique du fluide λ_f . De ce point de vue, l'utilisation des sondes anémométriques dans les liquides est moins contraignante qu'en écoulement gaz (le nombre de Nusselt étant par exemple environ trente fois plus important en Fréon qu'en air pour des conditions de vitesse et de température imposées et identiques). Ceci autorise en particulier à utiliser des sondes de plus faible rapport d'aspect (l/d) en écoulement liquide qu'en écoulement gaz.

4.3.3 Cas du régime non permanent (sur un fil de longueur infinie)

En raison de son inertie thermique, le capteur ne réagit pas immédiatement à une variation de la vitesse ou de la température de l'écoulement, ce qui peut limiter la bande passante de la mesure, en particulier dans le mode de fonctionnement à courant constant.

Il est donc intéressant de modéliser la réponse dynamique du capteur à une fluctuation des conditions aux limites de l'écoulement, et en particulier d'évaluer son temps caractéristique de réponse.

En utilisant les équations 4.1 et 4.3, on obtient l'équation différentielle suivante régissant l'évolution de la résistance d'un fil de longueur infinie :

$$\frac{dR_w}{dt} + \frac{(hS_w - \alpha_a R_a I^2)}{m_w C_{p,w}} R_w = \frac{hS_w R_0}{m_w C_{p,w}}, \quad (4.24)$$

Cette équation est une équation différentielle du premier ordre dont les coefficients ne sont *a priori* pas constants (en effet le coefficient d'échange h ou la résistance à froid R_0 peuvent varier en raison d'une variation de la vitesse ou de la température).

Afin de résoudre analytiquement cette équation, on peut utiliser la théorie des perturbations infinitésimales (Fulachier (1978)) et on pose :

$$\begin{aligned}
R_w &= \overline{R_w} + r_w, \\
R_0 &= \overline{R_0} + r_0, \\
h &= \overline{h} + h', \\
I &= \overline{I} + i,
\end{aligned} \tag{4.25}$$

où $\overline{(\cdot)}$ correspond à l'opérateur de moyenne temporelle (équation 2.6).

En utilisant l'équation 4.5 pour simplifier son expression, l'équation 4.26 devient alors :

$$\frac{dr_w}{dt} + \frac{r_w}{\tau_w} = \frac{\overline{h}S_w r_0 - h'S_w(\overline{R_w} - \overline{R_0}) + 2\alpha_a R_a \overline{I} \overline{R_w} i}{m_w C p_w}, \tag{4.26}$$

où τ_w est une constante de temps définie par :

$$\tau_w \triangleq \frac{m_w C p_w}{\overline{h}S_w - \alpha_a R_a \overline{I}^2}. \tag{4.27}$$

L'équation 4.26 est maintenant une équation différentielle du premier ordre à coefficient constant. En appliquant une transformée de Laplace sur cette dernière, on montre que la fonction de transfert du fil H s'écrit sous la forme :

$$H(f) = \frac{H_0}{1 + if/f_c}, \tag{4.28}$$

où H_0 et f_c correspondent respectivement au gain statique défini comme :

$$H_0 \triangleq H(f = 0), \tag{4.29}$$

et à la fréquence de coupure définie comme :

$$f_c \triangleq \frac{1}{2\pi\tau_w}. \tag{4.30}$$

Le fil répond donc théoriquement aux fluctuations de l'écoulement comme un filtre passe-bas du premier ordre.

En exprimant la masse du fil sous la forme :

$$m_w = \pi \frac{d^2}{4} l \rho_w, \tag{4.31}$$

où ρ_w correspond à la masse volumique du fil, et en utilisant les équations 4.13 et 4.14, le

temps caractéristique τ_w se réécrit :

$$\tau_w = \frac{d^2 C p_w \rho_w (1 + a_w)}{4 N u_{w,f} \lambda_f}. \quad (4.32)$$

On remarquera que le temps caractéristique théorique dépend à la fois du diamètre du fil, du coefficient surchauffe, ainsi que de l'échange convectif entre le fil et liquide (via le nombre de Nusselt). En revanche, il ne dépend pas de la longueur du fil. Afin de minimiser ce temps de réponse (et ainsi de maximiser la bande passante) il convient donc de diminuer au maximum le diamètre du fil.

4.4 État de l'art

Afin de cerner les problématiques couramment rencontrées en anémométrie thermique dans les écoulements liquides monophasique ou diphasique, nous avons réalisé une analyse bibliographique dont les conclusions sont présentées dans cette section.

4.4.1 Écoulements monophasiques

L'anémométrie thermique est aujourd'hui une technologie mature dans les écoulements monophasiques gaz (Comte-Bellot (1976), Bruun (1995)).

Elle est également largement utilisée en écoulement monophasique liquide isotherme (Resch and Coantic (1969), Bruun (1996)), même si son utilisation dans ces conditions est rendue délicate pour plusieurs raisons (Resch and Coantic (1969)) :

- (i) les liquides sont souvent conducteurs électriques. La sonde doit donc être revêtue d'une couche d'isolant électrique afin d'éviter les courants de fuite ou les phénomènes de claquage,
- (ii) la faible stabilité dans le temps des étalonnages du capteur qui résulte de la formation de dépôt à sa surface ou d'une réaction physico-chimique entre le capteur et le liquide,
- (iii) la nécessité de fonctionner à de faibles surchauffes du capteur afin de prévenir tout risque d'ébullition à sa surface. Ceci rend en particulier la mesure de vitesse très sensible aux éventuelles variations de température du fluide, comme illustré sur la figure 4.4.

Il existe également quelques travaux utilisant la thermo-anémométrie en écoulement liquide anisotherme.

Dans ce cadre, les travaux de Hasan et al. (1992) doivent être mentionnés. Ces auteurs utilisent en effet l'anémométrie thermique pour mesurer simultanément les champs de vitesse et de température dans un écoulement anisotherme de Fréon R113. La géométrie étudiée correspond à une section annulaire (rayon intérieur $R_i = 7.93$ mm, Rayon extérieur $R_e = 19.3$ mm) dans laquelle le cylindre intérieur est chauffé par effet Joule.

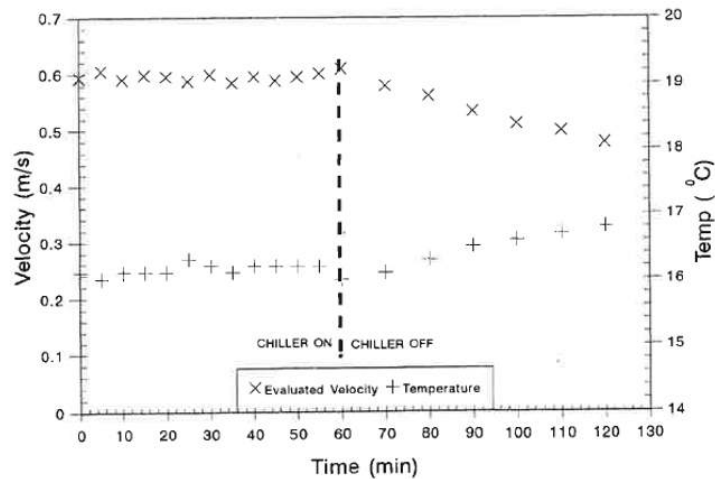


FIGURE 4.4 – Influence d’une variation de la température du liquide T_0 sur la mesure de vitesse pour une sonde à film en eau (d’après Bruun (1996)). La surchauffe de la sonde $T_w - T_0$ est d’environ $20\text{ }^\circ\text{C}$.

Hasan et al. (1992) utilisent un micro-capteur anémométrique constitué de 3 sondes à film de $25\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre et de $440\text{ }\mu\text{m}$ de longueur sensible. Deux de ces sondes sont pilotées à l’aide d’un anémomètre à température constante et permettent de mesurer les composantes axiale et radiale de la vitesse. Les auteurs fixent la température de fonctionnement des capteurs à $30\text{ }^\circ\text{C}$ au-dessus de la température du liquide, ce qui correspond à une température $10\text{ }^\circ\text{C}$ inférieure à la température de saturation. Ceci leur permet d’obtenir une bonne sensibilité de la mesure à la vitesse (fonctionnement en mode fil chaud) tout en évitant l’apparition de l’ébullition nucléée sur les sondes.

La troisième sonde est alimentée par un anémomètre à courant constant et permet de mesurer la température de l’écoulement (fonctionnement en mode fil froid). Cet anémomètre est couplé à un circuit de compensation électronique permettant d’améliorer la bande passante de la mesure de température.

Deux conclusions intéressantes peuvent être tirées de cette étude :

- premièrement, le caractère anisotherme des écoulements étudiés oblige les auteurs à prendre en compte les effets liés à la non uniformité des champs de température liquide sur la mesure de vitesse. Ces effets doivent être caractérisés très précisément lors de l’étalonnage afin de rendre les mesures de vitesse indépendantes de la température locale du fluide. La procédure d’étalonnage utilisée par Hasan et al. (1992) n’est malheureusement pas présentée avec précision,
- deuxièmement, la taille importante du capteur utilisé (constitué de trois sondes à film) n’a pas permis aux auteurs de se rapprocher suffisamment de la paroi chauffante, les mesures le plus proches étant réalisées à 1 mm de la paroi.

4.4.2 Écoulements diphasiques

Écoulements diphasiques adiabatiques

De nombreux travaux utilisent la thermo-anémométrie dans les écoulements diphasiques adiabatiques pour mesurer les champs de vitesse liquide et de taux de présence du gaz (Delhaye (1969), Jones and Zuber (1978), Lance (1979), Al-Deen and Bruun (1997) ou Hamad and Bruun (2000)). Ces travaux reposent systématiquement sur l'utilisation d'un anémomètre à température constante.

Quelle que soit la configuration d'écoulement étudiée (écoulement à bulles, à poches bouchons ou à gouttelettes), la principale difficulté inhérente à l'aspect diphasique de l'écoulement concerne la distinction des phases en présence, dont l'objectif est *in fine* de ne conserver uniquement que la partie utile du signal, *i.e.* la partie correspondant à la phase liquide.

Dans son principe général, la discrimination phasique repose sur la différence de coefficient d'échange convectif entre le liquide et le gaz (facteur d'environ 100 pour les écoulements eau/air). Ce contraste provoque des variations brutales du signal de tension mesuré lors de l'interaction d'une inclusion de gaz avec le capteur.

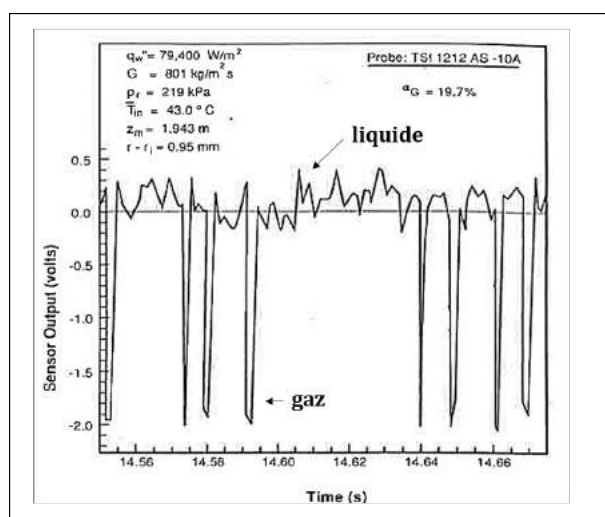


FIGURE 4.5 – Signal anémométrique obtenu en écoulement diphasique avec un anémomètre à température constante (d'après Hasan et al. (1991))

De façon schématique (*c.f.* figure 4.5), en anémométrie à température constante le passage des bulles est associé à de brusques chutes de tension aux bornes du capteur, alors que les plateaux (associés à des valeurs élevées de tension) correspondent au passage de la phase liquide sur le capteur. Il convient donc de pouvoir précisément repérer et isoler ces chutes de tension. Toutefois, comme la forme générale des signaux de tension dépend fortement :

- de la géométrie de la sonde,
- de la forme et de la vitesse des inclusions gazeuses,
- des caractéristiques de l'écoulement liquide (par exemple du niveau de turbulence),
- du coefficient de surchauffe utilisé lors de la mesure,
- de la nature du fluide.

la méthode de discrimination phasique doit être adaptée à chaque configuration et il existe une multitude d'algorithmes de traitement du signal dans la littérature (Delhaye (1969), Serizawa et al. (1984), Farrar and Bruun (1989), Farrar et al. (1995), Luther et al. (2005)).

Écoulements diphasiques bouillants

Si on trouve une littérature abondante concernant la mesure thermo-anémométrique en écoulement adiabatique, peu de travaux sont en revanche consacrés au cas des écoulements bouillants.

Ainsi, nous n'avons trouvé aucune étude mentionnant des mesures de vitesse liquide en écoulement bouillant. Néanmoins, trois études ont retenu notre attention :

- les travaux de Dix (1971),
- les travaux de Hasan et al. (1991),
- et les travaux de Bonjour and Lallemand (2001).

Dix (1971) s'est intéressé à la mesure du taux de présence local de la vapeur ainsi que de la température du liquide dans un écoulement sous refroidi de Fréon R114 à l'aide de sondes anémométriques.

La géométrie étudiée correspond à une géométrie annulaire dont le cylindre intérieur est chauffé. Les conditions des écoulements étudiés sont les suivantes :

- une pression de $P_s = 3 \text{ bar}$,
- des vitesses massiques G allant de 51 à 800 $\text{kg/m}^2/\text{s}$,
- des densités surfaciques de flux q_p allant de 3 kW/m^2 à 53 kW/m^2 .

Ces conditions correspondent à des vitesses d'écoulement relativement faibles (inférieures à 1m/s) et à des bulles de vapeur de tailles relativement importantes (d'environ 1 à 2 mm de diamètre), ce qui correspond à des temps de contact entre les bulles et le capteur de l'ordre de la milliseconde.

Dix (1971) teste trois types de sondes :

- une sonde à film d'un diamètre de 25 μm et d'une longueur de 200 μm ,
- une sonde à fil d'un diamètre de 4 μm et d'une longueur de 1.2 mm,
- une sonde à fil d'un diamètre de 4 μm et d'une longueur de 120 μm ,

Ces sondes sont pilotées à l'aide d'un anémomètre à température constante pour la mesure du taux de présence de vapeur et à l'aide d'un anémomètre à courant constant pour la mesure de température.

L'analyse des résultats expérimentaux obtenus par Dix (1971) permet de tirer les conclusions suivantes :

- Premièrement, il s'avère que la géométrie du capteur (longueur sensible et diamètre) influence énormément l'identification phasique pour deux raisons :
 - (i) plus la longueur sensible de la sonde est réduite, plus les effets d'intégration spatiale sont faibles et plus le contraste entre le niveau liquide du signal et le niveau vapeur est important,
 - (ii) plus le diamètre de la sonde est faible, plus les effets d'intégration temporelle sont

faibles (le temps caractéristique diminuant avec le diamètre, *c.f.* équation 4.32) et plus le signal est contrasté.

Ainsi, [Dix \(1971\)](#) choisit d'utiliser la sonde à fil de $120\ \mu\text{m}$ de longueur pour mesurer le taux de présence de la vapeur.

- Deuxièmement, la surchauffe de la sonde joue également un rôle important sur l'identification des phases. En effet, plus elle est élevée, plus le contraste de niveau de signal entre le liquide et le gaz augmente. Une étude de sensibilité menée par [Dix \(1971\)](#) montre que la surchauffe optimale, au regard de la distinction phasique, correspond à un régime d'ébullition nucléée sur le capteur.

Suite à ce constat, [Dix \(1971\)](#) réalise l'ensemble des mesures de taux de présence de la vapeur pour une température de fonctionnement du capteur supérieure d'environ $20\ ^\circ\text{C}$ à la température de saturation, ce qui lui permet d'atteindre le régime ébullition nucléée sur ce dernier.

- Enfin, [Dix \(1971\)](#) précise que le signal de température obtenu avec l'anémomètre à courant constant ne permet pas de réaliser la distinction phasique, la surchauffe du capteur et la bande passante de l'anémomètre étant trop faible. [Dix \(1971\)](#) assimile alors directement la température moyenne mesurée par l'anémomètre à la température moyenne du liquide.

Les travaux de [Hasan et al. \(1991\)](#) et [Bonjour and Lallemand \(2001\)](#) s'inscrivent dans la continuité des travaux de [Dix \(1971\)](#), l'anémométrie thermique étant utilisée pour mesurer le taux de présence vapeur en ébullition en vase, respectivement dans du Fréon R113 et du FC72. Les diamètres des bulles de vapeur observées sont de l'ordre du millimètre dans l'étude de [Hasan et al. \(1991\)](#) et vont de quelques millimètres à quelques centimètres dans l'étude de [Bonjour and Lallemand \(2001\)](#). Dans ces deux travaux, on retrouve les conclusions formulées par [Dix \(1971\)](#) :

- les mesures sont réalisées avec des sondes de faibles longueurs sensibles, ce qui permet une meilleure identification phasique (sonde à fil en Tungstène de $125\ \mu\text{m}$ de longueur et de $4\ \mu\text{m}$ de diamètre pour [Bonjour and Lallemand \(2001\)](#), sonde à film de $250\ \mu\text{m}$ de longueur et de $25\ \mu\text{m}$ de diamètre pour [Hasan et al. \(1991\)](#)),
- il est nécessaire d'autoriser ébullition nucléée sur le fil pour réaliser une détection phasique correcte.

Enfin, il faut noter que dans ces travaux, les mesures de taux de présence vapeur obtenus par anémométrie thermique ne sont jamais comparées à une mesure de référence (telle qu'une mesure par sonde optique par exemple).

4.4.3 Conclusion de l'étude bibliographique

Cette analyse bibliographique fait ressortir plusieurs problématiques intéressantes dans le cadre de notre étude :

- premièrement, la détection phasique s'avère très sensible à la géométrie de la sonde

- en raison des phénomènes d'intégration spatiale (liée à la longueur du capteur) et temporelle (liée au diamètre du capteur) qui y sont liés,
- deuxièmement, en écoulement bouillant, les études mentionnent toutes la nécessité de fonctionner en ébullition nucléée sur le fil afin d'obtenir un bon contraste entre les phases. Cependant, l'impact de ce phénomène sur la mesure de taux de vide n'a jamais été vérifié par exemple par comparaison avec une technique de référence. En outre, le déclenchement de l'ébullition nucléée sur le capteur doit *a priori* avoir un impact important sur la mesure de la vitesse liquide qui repose sur l'hypothèse d'un échange purement convectif entre le capteur et le fluide environnant (c.f. équation 4.5).
 - enfin, la présence de gradients thermiques en écoulement anisotherme peut biaiser la mesure de vitesse, en particulier lorsque les coefficients de surchauffes sont limités à de faibles valeurs par l'apparition de l'ébullition nucléée. Il conviendra donc de développer une procédure de mesure permettant de garantir que la vitesse mesurée est indépendante de la température locale du fluide.

4.5 Stratégie de développement de la thermo-anémométrie dans l'installation DEBORA

Afin de répondre aux différentes problématiques qui viennent d'être exposées, une stratégie en trois axes a été développée. Celle-ci repose sur :

1. la définition et le choix d'un capteur de mesure,
2. la définition et la conception d'un conditionneur de signal (anémomètre),
3. la mise au point de procédures d'étalonnage et de mesure spécialement adaptées à nos conditions d'essais.

4.5.1 Définition d'un capteur de mesure

Le Fréon R134a est un excellent isolant, sa résistivité électrique étant en effet supérieure à $10^8 \Omega.m$. Cette caractéristique nous autorise donc *a priori* à utiliser des sondes à fils nus dont le principal avantage réside dans leur faible dimension (bonne résolution spatiale et temporelle).

Nous avons choisi d'utiliser des sondes en Tungstène en raison de la valeur élevée du coefficient de sensibilité thermique ($\alpha_{20} = 0.0036 \text{ K}^{-1}$) en comparaison des autres matériaux classiquement utilisés pour la fabrication des sondes ($\alpha_{20} = 0.0016 \text{ K}^{-1}$ pour le Platine-rhodium). En effet, au plus cette valeur sera élevée, au plus la résistance du fil R_w sera sensible à une variation de vitesse ou de température de l'écoulement.

Deux géométries de fil ont été utilisées :

- des fils classiques de $5 \mu\text{m}$ de diamètre et d'une longueur de 1.25 mm,
- des fils de $2.5 \mu\text{m}$ de diamètre et d'une longueur de 700 μm ,

la deuxième configuration permettant de réduire l'intégration spatiale et temporelle du capteur, en conservant le même rapport d'aspect l/d que celui des sondes classiques. En effet, le rapport d'aspect de la sonde doit être choisi suffisamment grand (en pratique supérieur à 250 en air) pour que le comportement de la sonde se rapproche suffisamment du comportement d'un fil de longueur infinie et ainsi pour ne pas introduire de biais dans la mesure de vitesse (pertes par conduction dans les broches - *c.f.* paragraphe 4.3.2, perturbations hydrodynamiques dues à la proximité des broches).

Dans le cadre de ce travail, nous avons également utilisé des sondes à film. Bien que ces sondes aient une résolution spatiale et temporelle plus faible que les sondes à fil, leur utilisation est régulièrement retenue pour les mesures en milieu liquide en raison de leur robustesse. Il nous a donc semblé opportun de pouvoir les tester afin de vérifier l'impact de ce manque de résolution sur la qualité des mesures, notamment de vitesse liquide et de taux de vide.

Le tableau 4.1 résume les principales caractéristiques des sondes utilisées dans cette étude.

type de sondes	Matériau	d (μm)	l (mm)	α_{20} ($\times 10^{-3}$ K^{-1})	R_{20} (Ω)	ρ_w ($\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$)	$C_{p,w}$ ($\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)	λ_w ($\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$)
fil	Tungstène	5	1.25	36	3.5	19300	130	190
fil	Tungstène	2.5	0.7	36	7	19300	130	190
film	Quartz + Nickel	70	1.25	45	8	2650*	790*	1.5*

TABLE 4.1 – Caractéristiques des différentes sondes (DANTEC) utilisées dans cette étude . Les valeurs des propriétés physiques sont données à 20 °C - * les valeurs précisées sont celles du Quartz.

Afin d'illustrer l'avantage fréquentiel des sondes à fil sur les sondes à film, nous avons calculé les ordres de grandeur de leur fréquence de coupure respective (équation 4.30) pour la condition d'écoulement suivante :

- une vitesse de 2 m/s,
- une température de liquide de 20°C,
- une pression de 14 bar,
- un coefficient de surchauffe $a_w = 0.1$.

Les nombres de Nusselt utilisés dans le calcul ont été évalués à l'aide de la corrélation de [Kramers \(1946\)](#) (équation 4.11).

Les fréquences de coupure théoriques obtenues sont respectivement de 5 kHz et 20 kHz pour les sondes à fil de 5 μm et 2.5 μm de diamètre ce qui est très supérieur à la fréquence de coupure de la sonde à film (environ 200 Hz) dans les mêmes conditions.

On notera que les valeurs des fréquences de coupure obtenues en Fréon sont, toutes choses égales par ailleurs, beaucoup plus importantes que les ordres de grandeur habituellement rencontrés pour les écoulements d'air (environ 200 Hz pour une sonde à fil de 5 μm de diamètre soumis à un écoulement d'air à la vitesse de 2 m/s et 20 Hz pour une sonde à film),

ces différences s'expliquant par un meilleur coefficient d'échange convectif en Fréon qu'en air.

4.5.2 Définition d'un anémomètre

Une fois les sondes anémométriques choisies, il convient de définir le mode d'alimentation qui sera retenu pour piloter ces sondes.

Nous avons choisi d'utiliser un **anémomètre à courant constant**.

C'est en effet une technologie mûre dont la mise en œuvre est aisée. Ceci nous a permis de développer un anémomètre par nos propres moyens, afin d'en contrôler au mieux le fonctionnement et les performances notamment en écoulement bouillant. A ce titre, l'absence de boucle de contre-réaction électronique (contrairement au CTA) constitue un avantage évident.

De plus, si l'utilisation d'un anémomètre à température constante peut se concevoir pour des valeurs élevées du coefficient de surchauffe a_w , en revanche lorsque les surchauffes sont faibles, l'avantage fréquentiel de l'anémomètre tend à disparaître. En effet, la fréquence de coupure d'un anémomètre à température constante s'écrit (Owen et al. (1975)) :

$$f_{CTA} = \frac{1}{2\pi\tau_{CTA}} \quad \text{avec} \quad \tau_{CTA} = \frac{\tau_w}{1 + 2a_w R_w G}, \quad (4.33)$$

où τ_w et G correspondent au temps caractéristique de réponse du fil (donné par l'équation 4.27) et à la conductance de l'anémomètre. On constate d'après 4.33 que cette fréquence de coupure tend vers celle de l'anémomètre à courant constant pour les faibles valeur de surchauffe.

Enfin, si la bande passante de l'anémomètre à courant constant peut constituer un point faible (puisque'elle est directement liée au diamètre au diamètre de la sonde à fil utilisé), il existe cependant des méthodes dites de compensation fréquentielle qui permettent d'augmenter cette bande passante. Cette opération peut s'effectuer soit de manière analogique, en utilisant circuit électronique de compensation en temps réel (Hasan et al. (1992)), soit *a posteriori* en utilisant des méthodes de traitement numérique du signal (Wroblewski and Eibeck (1991), Tagawa et al. (1998), Khine et al. (2013)). Ces dernières méthodes seront décrites en détail ultérieurement au paragraphe 4.6.2.

Circuit de mesure

Le circuit de mesure est présenté sur la figure 4.6. Il est constitué :

- (a) **d'une alimentation de courant stabilisé de type Keithley 2450** : cette alimentation permet de délivrer des courants allant jusqu' à 1A sous une tension maximale de 21V, ce qui la rend compatible avec les mesures au fil chaud quelle que soit la résistance de la sonde de mesure utilisée.
- (b) **d'une résistance de shunt R_s** dont la valeur est égale à 10 Ω et qui est placée en série avec le capteur. Le courant I injecté dans le capteur est alors déduit de la tension

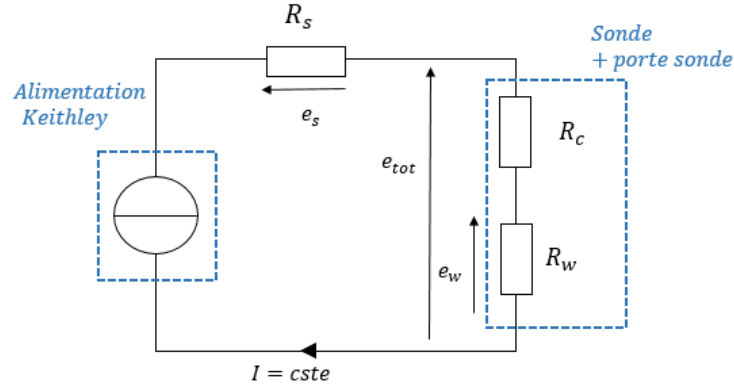


FIGURE 4.6 – Schéma du circuit de mesure

mesurée aux bornes de la résistance de shunt.

- (c) **de la sonde de mesure** qui est connectée au reste du circuit par l'intermédiaire d'un porte-sonde. En pratique, on mesure alors la tension e_{tot} aux bornes du porte sonde. Cette tension dépend donc du courant injecté, de la résistance du fil, de la résistance des broches (dont la valeur est fournie par le constructeur et vaut 0.5Ω) ainsi que de la résistance du porte sonde que nous mesurons à l'aide d'une résistance court-circuit et qui vaut 0.4Ω . On note R_c la sommes des résistances de connexion. On peut alors en déduire la tension aux bornes du fil qui s'écrit finalement :

$$e_w = e_{tot} - R_c \times I, \quad (4.34)$$

ainsi que la résistance du fil définie comme :

$$R_w = \frac{e_w}{I}. \quad (4.35)$$

On peut également insérer dans le circuit, un filtre passe haut (de fréquence de coupure $f_c = 1.5Hz$) couplé un amplificateur de mesure (de gain réglable entre 20 et 80 dB) qui permettent de mesurer directement les fluctuations de tension e'_w , définies comme :

$$e'_w = e_w - \overline{e_w}. \quad (4.36)$$

où $\overline{e_w}$ désigne la tension moyennée sur le temps d'acquisition. La mesure des fluctuations de tension, sera en effet utile dans le cadre de la discrimination phasique ainsi que pour la caractérisation de la turbulence de l'écoulement.

- (d) **d'une carte d'acquisition National Instrument NI6259, 16bit et 32 voies d'entrée.** Cette carte d'acquisition intègre plusieurs niveaux d'amplification du signal que l'utilisateur peut sélectionner pour adapter la plage de mesure de la carte à la plage de tensions à mesurer. Le niveau d'amplification peut être adapté pour chaque voie indépendamment des autres. Les différentes plages de mesures disponibles et les précisions associées sont présentées dans l'annexe C.

La fréquence maximale d'acquisition est de 300 kHz et est à répartir sur l'ensemble des voies utilisées. La carte d'acquisition est utilisée pour enregistrer la tension aux bornes de la sonde e_w , le courant injecté I ainsi que les fluctuations de tension e'_w .

Comme nous l'avons précisé au chapitre précédent, les acquisitions des conditions aux limites de la boucle sont effectuées par un dispositif déporté. Elles sont associées et synchronisées aux mesures anémométriques lors du post-traitement des données.

Nous avons développé un programme Labview qui sert d'interface utilisateur pour piloter la carte d'acquisition. Ce programme sélectionne automatiquement la plage de mesure à affecter à chacune des voies de la carte d'acquisition, ce qui permet d'obtenir une précision relative de 0.07% sur les mesures de tension pour une gamme allant de 100mV à 10V. La figure 4.7 illustre la précision obtenue en comparant les tensions mesurées par la carte d'acquisition à une mesure de référence obtenue à l'aide d'un voltmètre de précision.

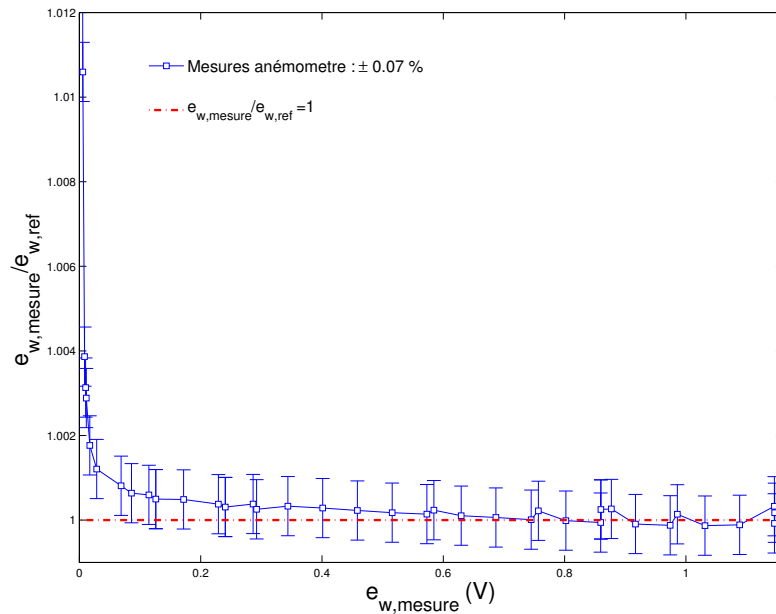


FIGURE 4.7 – Précision de mesure de la carte d'acquisition : comparaison entre la tension mesurée par la carte d'acquisition $\overline{e_{w,mesure}}$ et une mesure de tension de référence $\overline{e_{w,m}}$ (réalisée avec un voltmètre de précision).

4.5.3 Choix de la méthodologie de mesure pour les grandeurs moyennes

Après avoir présenté la chaîne de mesure, nous allons maintenant décrire les procédures d'essais que nous avons mises au point afin de réaliser les mesures de vitesses et de température liquide.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.3 (*c.f.* équation 4.13), la réalisation de ces mesures nécessite en théorie uniquement deux surchauffes différentes du capteur :

- pour la **mesure de température**, le fil doit être alimenté par un courant faible (fonctionnement en mode "fil froid"). En effet, d'après l'équation 4.13, la résistance du capteur R_w est alors uniquement liée à la température de l'écoulement T_0 ,
- pour la **mesure la vitesse**, le courant d'alimentation doit être le plus élevé possible (fonctionnement en mode "fil chaud"). D'après l'équation 4.13, la résistance R_w du capteur dépend alors de la vitesse (via le nombre de Nusselt) et de la température de l'écoulement (via la résistance de récupération R_0). Moyennant un étalonnage en vitesse et en température, il est alors possible de déduire la vitesse de l'écoulement de la mesure de résistance, à condition que la température de l'écoulement soit déjà connue (à l'aide d'une mesure préalablement réalisée en mode "fil froid" par exemple).

Toutefois, dans cette approche la mesure de la vitesse est très impactée par la précision de la mesure de température, en particulier lorsque le courant injecté est faible. Ainsi comme le montre la simulation présentée sur la figure 4.8, pour une sonde à fil de $5 \mu\text{m}$ de diamètre et pour un courant de 90 mA (l'ébullition apparaissant pour un courant d'environ 100 mA), une erreur de $\pm 1^\circ\text{C}$ sur la température conduit à une erreur de $\pm 15\%$ sur la mesure de vitesse moyenne, ce que nous ne jugeons inacceptable.

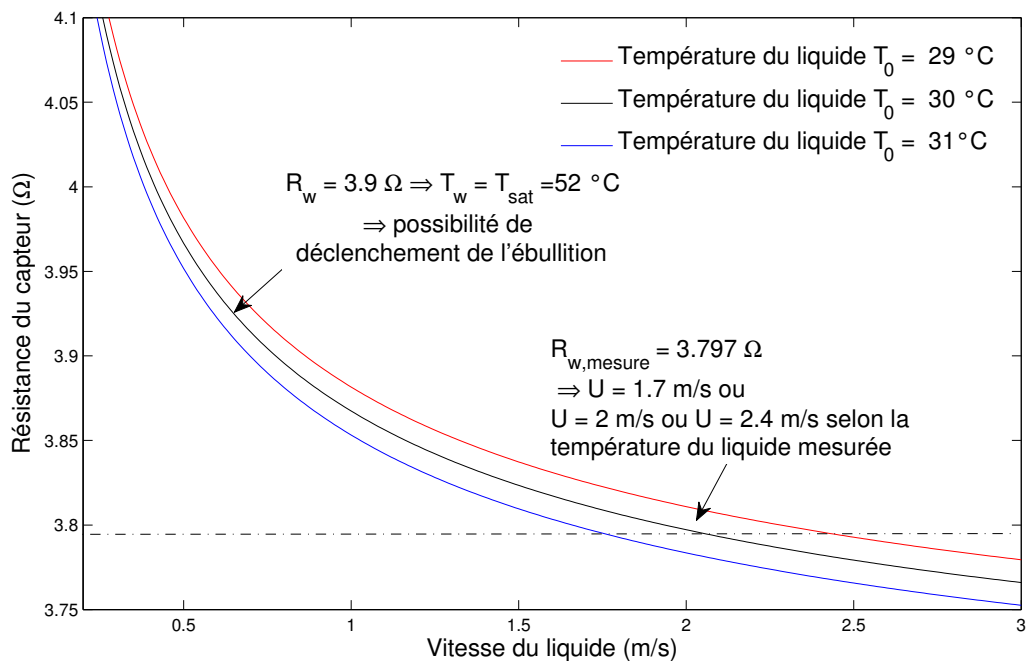


FIGURE 4.8 – Évolution de la résistance du fil en fonction de la vitesse, pour trois températures de liquide différentes, et pour une sonde à fil de $5 \mu\text{m}$ (d'après l'équation 4.13, le nombre de Nusselt ayant été évalué à l'aide de la corrélation de [Kramers \(1946\)](#)).

Par conséquent, afin de pallier cette limitation, nous préférons utiliser ici une méthode dite "multi-surchauffes". Cette méthode a été initialement développée par [Corrsin \(1947\)](#) et utilisée plus récemment par [Ndoye \(2008\)](#) pour des écoulements monophasiques gaz, mais

c'est à notre connaissance la première fois qu'on l'utilise en écoulement liquide.

La mesure des quantités moyenne (vitesse, température) repose alors sur l'équation 4.13, qui permet d'exprimer la résistance du capteur R_w en fonction de la puissance injectée $R_w I^2$ comme suit :

$$R_w = R_0 + \frac{\alpha_a R_a}{Nu_{w,f}(U, T_0)\pi l} \times \frac{R_w I^2}{\lambda_f}, \quad (4.37)$$

où nous rappelons que R_0 , $Nu_{w,f}$ et λ_f représentent respectivement la résistance de récupération à la température T_0 , le nombre de Nusselt, et la conductivité thermique du fluide calculée à la température de film (équation 4.12).

La procédure multi-surchauffes consiste alors à injecter successivement plusieurs courants à travers le fil pour une condition de vitesse et de température liquide imposées. Pour chacun des courants injectés, on mesure la résistance d'équilibre du fil R_w et la puissance dissipée par effet Joule $R_w I^2$. On peut alors en déduire la courbe expérimentale $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$.

D'après l'équation 4.37 cette courbe doit être une droite dont :

- l'ordonnée à l'origine R_0 ne dépend *a priori* que de la température du liquide T_0 .
- la pente A est une fonction du nombre de Nusselt, et donc de la vitesse.

En réalisant cette procédure pour différents couples vitesse/température, il est alors possible d'étalonner la sonde en vitesse et en température en reliant :

- la température du fluide T_0 à la résistance de récupération du fil R_0 ,
- le nombre de Nusselt Nu_w à la vitesse incidente de l'écoulement U et à la température du liquide T_0 .

Dans un deuxième temps, lors de la mesure, il suffira d'inverser cette procédure pour remonter à la vitesse et à la température à partir de la courbe définie par la relation 4.37. C'est cette méthode que nous nous proposons d'utiliser afin d'effectuer les mesures des quantités moyennes en écoulement monophasique.

Parallèlement, la méthode multi-surchauffes permet également, du moins dans la théorie, de mesurer les grandeurs turbulentes (fluctuations de vitesse $\overline{u'^2}$, fluctuations de température $\overline{t'^2}$ et fluctuations croisées vitesse/température $\overline{u't'}$) à l'aide d'une méthode graphique, nommée diagramme des fluctuations (Kovasznay (1953)).

4.6 Procédures expérimentales pour la mise en œuvre de la surchauffe multiple

Cette section décrit de manière précise les procédures d'étalonnage et de mesure mises en place pour appliquer la méthode à surchauffes multiples afin de mesurer, d'une part, les grandeurs moyennes et, d'autre part, les grandeurs fluctuantes.

4.6.1 Procédures pour la mesure des grandeurs moyennes

Procédure d'étalonnage

L'étalonnage de la sonde est réalisé, *in situ* dans la boucle DEBORA. La sonde anémométrique est placée au centre du tube.

Durant l'étalonnage, l'écoulement est monophasique liquide. La pression P_s , le débit massique \dot{m} et la température d'entrée T_e sont fixés. La puissance injectée dans la section d'essais est nulle. Compte tenu de la faiblesse des pertes thermiques (*c.f.* annexe B), on pourra donc considérer que l'écoulement est adiabatique. s

Afin de disposer de la gamme de température la plus large possible, l'étalonnage est réalisé à une pression plus élevée que lors de la mesure, ce qui permet d'augmenter la température d'apparition de l'ébullition (car la température de saturation augmente avec la pression) et donc le domaine en température accessible sur l'installation.

Les conditions limites associées à un point d'étalonnage sont donc données par :

- **la température du liquide au centre de la section d'essais** T_0 qui est supposée égale à la moyenne des températures entrée/sortie de section d'essais mesurées par les sondes platines. La précision de cette température est estimée à $\pm 0.2^\circ\text{C}$ (*c.f.* chapitre 3),
- **la vitesse de référence** U_c **au centre de la section d'essais**. Cette vitesse est obtenue à l'aide de la corrélation de [Zagarola and Smits \(1998\)](#).

Cette corrélation, valable en écoulement turbulent établi dans une conduite circulaire, s'écrit :

$$\frac{U_c}{u^*} \triangleq 5.269 \times \log(Re\lambda^{1/2}) + 3.742, \quad (4.38)$$

où u^* , Re et λ désignent respectivement la vitesse de frottement, le nombre de Reynolds de l'écoulement et le facteur de frottement. Ces grandeurs s'expriment comme :

— **vitesse de frottement** :

$$u^* \triangleq \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_0}}, \quad (4.39)$$

où τ_p est la contrainte de cisaillement à la paroi qui s'écrit comme :

$$\tau_p = \frac{1}{8} \lambda \frac{G^2}{\rho_0}. \quad (4.40)$$

et ρ_0 correspond à la masse volumique du liquide à la température T_0 .

— **nombre de Reynolds de l'écoulement** :

$$Re \triangleq \frac{GD}{\mu_0}, \quad (4.41)$$

où μ_0 est la viscosité dynamique du liquide évalué à la température T_0 .

— **facteur de frottement** :

$$\frac{1}{\lambda^{1/2}} = 1.884 \times \log(Re\lambda^{1/2}) - 0.331. \quad (4.42)$$

Le domaine de validité de la corrélation est le suivant

$$98 \times 10^3 < Re < 35 \times 10^6,$$

et sa précision relative est, selon les auteurs, égale à $\pm 0.55\%$.

La vitesse et la température imposées sur le fil étant connues, on peut alors calculer le nombre de Reynolds du fil $Re_{w,0}$ défini par :

$$Re_{w,0} = \frac{\rho_0 U_c d}{\mu_0}. \quad (4.43)$$

Au final, chaque point d'étalonnage est alors caractérisé par le couple $(T_0, Re_{w,0})$.

La procédure d'étalonnage consiste alors, pour le jeu de conditions aux limites précédent, à tracer la courbe donnant la variation de résistance aux bornes du fil R_w en fonction de la puissance dissipée dans le fil $R_w I^2 / \lambda_f$, obtenue pour plusieurs valeurs de courants.

La conductivité thermique λ_f s'obtient à partir de la température de film qui s'exprime en combinant les relations 4.1 et 4.12 :

$$T_f \triangleq \frac{T_w + T_0}{2} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{\alpha_{20}} \left(\frac{R_w}{R_{20}} - 1 \right) + (T_0 + 20) \right]. \quad (4.44)$$

En pratique, nous utilisons cinq valeurs de courant, des tests ayant montré que ce nombre constitue un bon compromis entre précision et temps de mesure. Ces courants sont choisis à l'aide d'une procédure particulière présentée dans l'annexe C.2.

Pour chaque couple de conditions limites $(Re_{w,0}, T_0)$, on obtient alors la courbe expérimentale $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$.

La figure 4.9 présente un exemple de courbes obtenues en utilisant une sonde à film pour plusieurs nombre de Reynolds $Re_{w,0}$ et pour trois températures de fluide T_0 différentes.

Sur la figure 4.9, les courbes expérimentales présentent un comportement linéaire. Si ce résultat était prévisible il confirme de surcroît que de Nusselt évalué à la température de film $Nu_{w,f}$ dépend très peu de la surchauffe du capteur (*i.e.* du courant injecté).

L'ordonnée à l'origine de ces droites correspond à la résistance de récupération R_0 qui est représentative de la température du fluide T_0 . Sur la figure 4.9, on observe que la résistance de récupération augmente lorsque la température du fluide augmente (comportement attendu) et qu'elle ne dépend *a priori* pas du nombre de Reynolds du capteur $Re_{w,0}$.

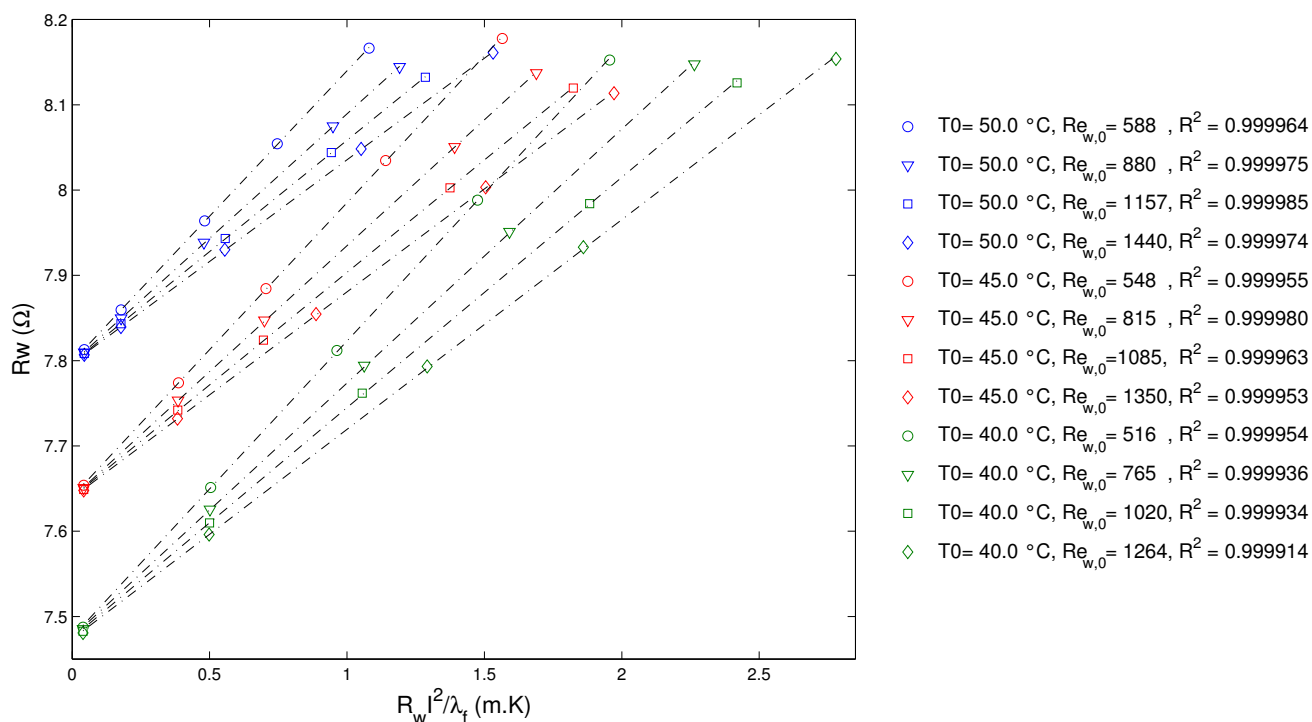


FIGURE 4.9 – Faisceaux de courbes $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$ obtenues pour plusieurs vitesses et trois températures T_0 différentes (sonde à film). Les courbes expérimentales sont interpolées linéairement.

La pente de ces droites permet d'accéder au nombre de Nusselt :

$$Nu_w(Re_{w,0}, T_0) = Nu_{w,0} = \frac{\alpha_{20} R_{20}}{A \pi l}. \quad (4.45)$$

où A correspond à la pente de la droite de régression de la courbe $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_{L,f})$. La figure 4.9 montre qu'à température imposée, la pente des droites d'interpolation diminue lorsque le nombre de Reynolds du capteur $Re_{w,0}$ augmente. Ce comportement est cohérent et s'explique par l'amélioration de l'échange convectif autour du fil, ce qui conduit à l'augmentation du nombre de Nusselt, et donc à une diminution de la pente (équation 4.45).

Exemple de courbes d'étalonnage en température

La figure 4.10 présente un exemple de courbes d'étalonnage en température obtenues pour une sonde à film et une sonde à fil de $5 \mu\text{m}$ de diamètre fournies par DANTEC. Les courbes expérimentales se révèlent être des droites et les résultats obtenus correspondent bien à la loi résistance/température théorique obtenue en utilisant les données fournies par le constructeur des sondes (α_{20} et R_{20}).

Exemple de courbes d'étalonnage en vitesse

La figure 4.11 présente un exemple de courbes d'étalonnage en vitesse obtenues pour une sonde à film pour des vitesses allant de 1 à 3 m/s, des températures de fluide variant entre

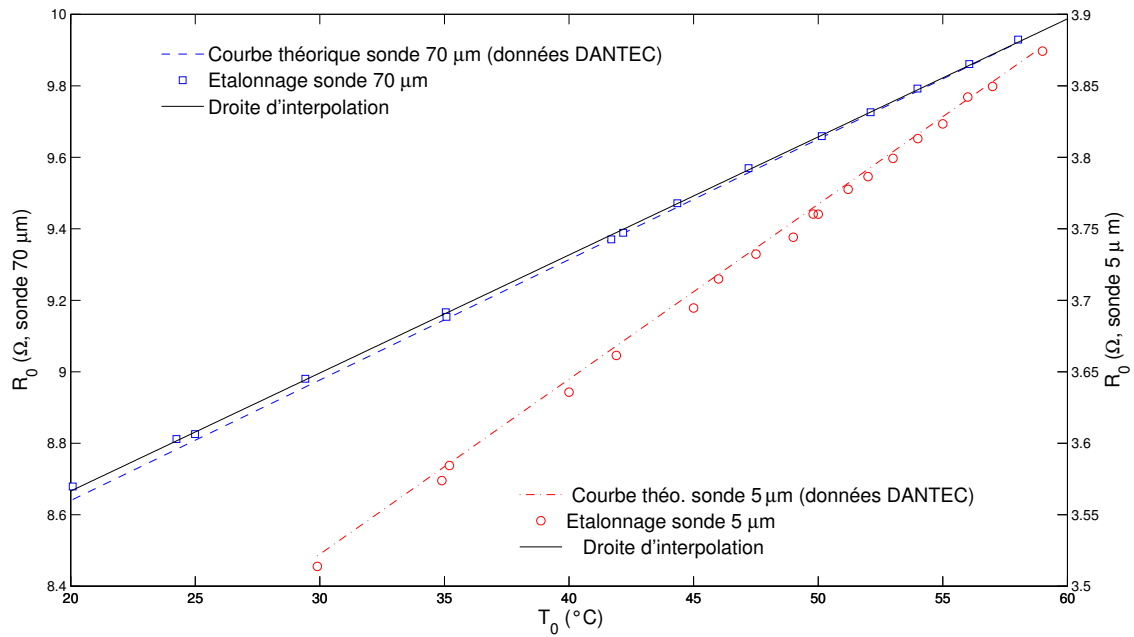


FIGURE 4.10 – Courbes d'étalonnage en température obtenues pour une sonde à film et une sonde à fil de $5 \mu\text{m}$ de diamètre et comparaison avec la loi résistance/température (équation 4.1) calculée à partir des données fournies par le constructeur.

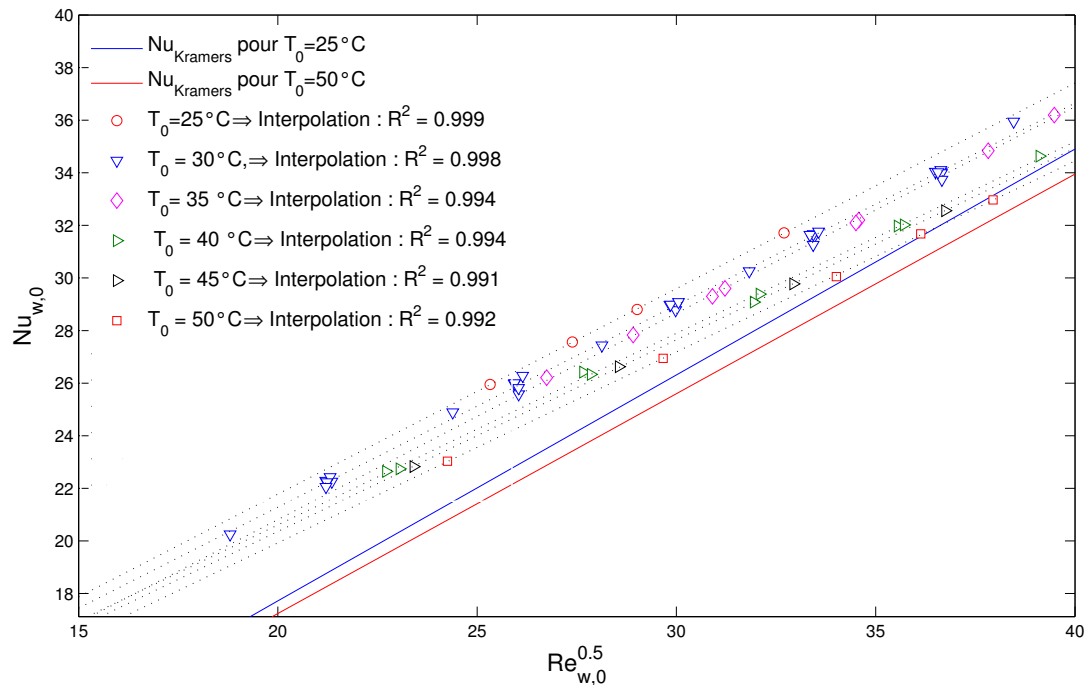


FIGURE 4.11 – Courbes d'étalonnage en vitesse obtenues pour plusieurs températures de fluide et pour une sonde à film de $70 \mu\text{m}$. Comparaison avec la corrélation de **Kramers (1946)** (équation 4.11).

20 et 50°C. On constate qu'à température de fluide fixée, le nombre de Nusselt Nu_w , semble varier linéairement en fonction de la racine carrée du nombre de Reynolds $Re_{w,0}$.

Nous avons également porté sur la figure 4.11, les résultats obtenus à l'aide de la corrélation de **Kramers (1946)** (équation 4.11). On constate un bon accord avec nos résultats expérimentaux. L'écart maximal observé par rapport à la corrélation est de 15 % et peut selon nous s'expliquer par les raisons suivantes :

- (i) la précision de mesure sur la résistance de connexion R_c , ainsi que la précision sur les caractéristique du capteur. Ainsi, une erreur de 10 % ($\sim 100 \mu\text{m}$) sur la longueur du fil, par exemple, entraîne automatiquement une erreur de 10 % sur le nombre de Nusselt mesuré (c.f. équation 4.45),
- (ii) les pertes par conduction thermique dans les broches,
- (iii) les perturbations hydrodynamiques induites par les broches qui perturbent l'échange convectif autour du fil,
- (iv) une pollution possible des sondes par un dépôt de particules.

Toutefois, la corrélation **Kramers (1946)** fournit un ordre de grandeur cohérent des nombres de Nusselt mesurés, ce qui justifie *a posteriori* son utilisation dans les calculs d'ordre de grandeurs présentés précédemment (paragraphe 4.5.1 et 4.5.3).

Correction des effets de température sur l'étalonnage en vitesse

Comme nous venons de le voir, les nombres de Nusselt $Nu_{w,0}$ dépendent à la fois du nombre de Reynolds $Re_{w,0}$ et de la température T_0 , ce comportement s'expliquant par la variation des propriétés thermophysiques du Fréon avec la température. En effet, pour une pression de 14 bar, la conductivité thermique, la viscosité cinématique et la masse volumique du Fréon varient respectivement de 15%, 32% et 10% sur un intervalle de température compris entre 20 et 50°C.

Afin de faciliter les procédures d'étalonnage et de mesure de la vitesse, il est intéressant d'obtenir une représentation des courbes d'étalonnage en vitesse qui soit indépendante de la température.

Ainsi, sur la figure 4.12, nous avons comparé la variation relative du nombre de Nusselt $Nu_{w,0}$ avec celle du nombre de Prandtl sur une plage de température allant de 25°C à 50°C. Nous constatons que les variations des nombres de Nusselt et de Prandtl suivent une même loi, ce qui suggère que le rapport $Nu_{w,0}/Pr_0$ ne dépend pas de la température du fluide.

Il semble donc opportun d'exprimer les courbes d'étalonnage en vitesse sous la nouvelle forme suivante :

$$Re_{w,0}^{0.5} = A_{Nu} + B_{Nu} \frac{Nu_{w,0}}{Pr_0}. \quad (4.46)$$

La figure 4.13 présente les courbes d'étalonnage obtenues en utilisant cette expression. On constate que pour les deux types de sondes utilisés, les courbes obtenues pour différentes température de fluide se regroupent toutes sur une même droite. Cette nouvelle représentation des courbes d'étalonnage permet donc de s'affranchir de la température du liquide lors

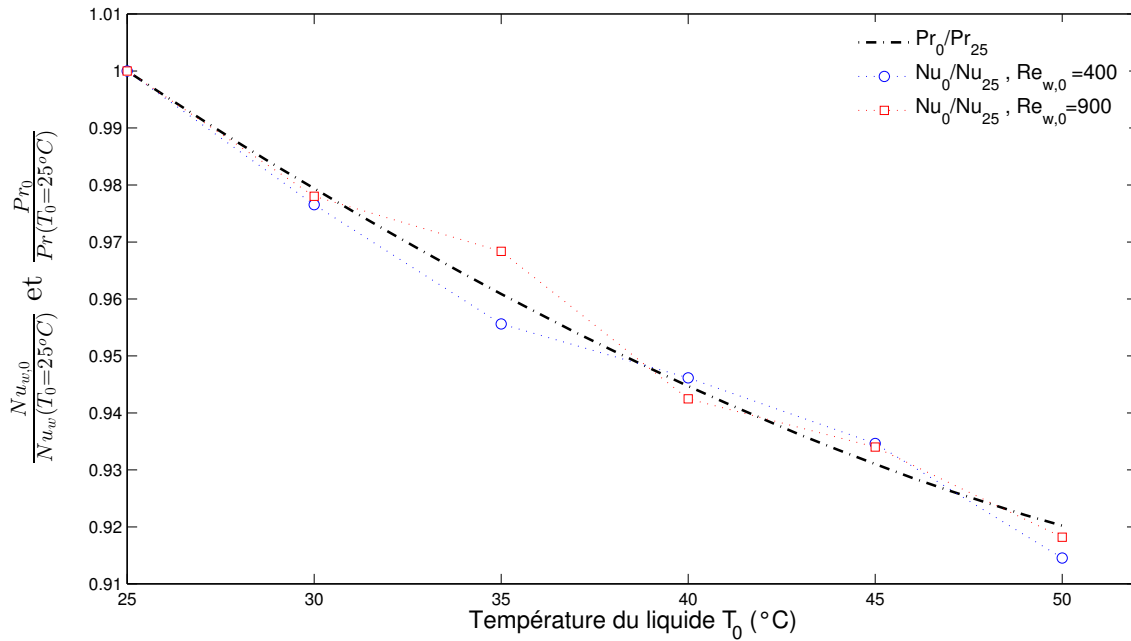


FIGURE 4.12 – Variation des nombres de Nusselt expérimentaux avec la température du fluide T_0 et comparaison avec l'évolution des nombres de Prandtl (pour une sonde à film). Les nombres de Nusselt et de Prandtl sont normalisés par leurs valeurs calculées pour une température de $T_0 = 25^\circ\text{C}$.

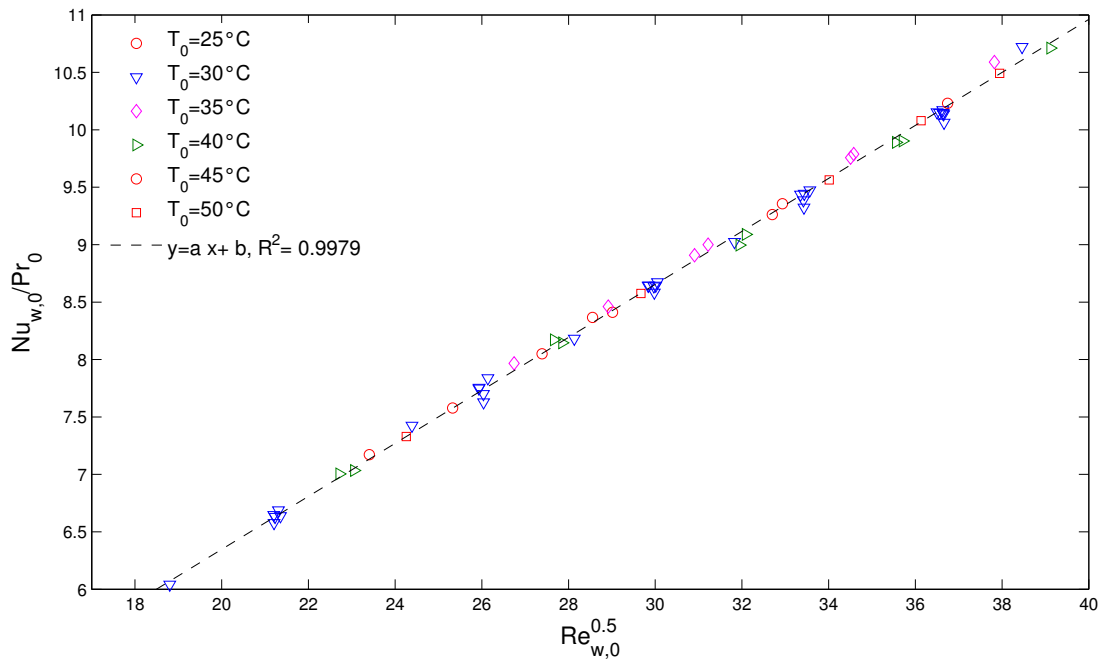


FIGURE 4.13 – Courbes d'étalonnage en vitesse obtenues pour plusieurs températures de fluide et représentées sous la forme $Nu_{w,0}/Pr_0 = f(\sqrt{Re_{w,0}})$ (pour une sonde à film).

de l'étalonnage et lors de la mesure de vitesse.

Procédures de mesure des quantités moyennes

La procédure de mesure des quantités moyennes (vitesse U et température T) découle naturellement de la procédure d'étalonnage.

Elle s'organise autour des quatre étapes suivantes (on suppose qu'on a imposé un ensemble de conditions aux limites - pression, débit, température d'entrée, puissance - et que la sonde est placée dans la section d'essais à une position radiale donnée) :

1. cinq courants sont injectés dans la sonde. Ceci permet alors d'obtenir les courbes donnant la résistance du fil R_w en fonction de la puissance sous la forme $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$,
2. par interpolation des courbes expérimentales $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$, on déduit le nombre de Nusselt $Nu_{w,0}$ ainsi que la résistance de récupération R_0 , en mesurant respectivement la pente et de l'ordonnée à l'origine des courbes précédentes,
3. on détermine alors la température moyenne locale du liquide $T_L(r)$ en utilisant la courbe d'étalonnage en température $T_0 = f(R_0)$,
4. on détermine ensuite le nombre de Reynolds $Re_{w,L}$ en utilisant la courbe d'étalonnage en vitesse $Nu_{w,0} / Pr_0 = f(Re_{w,0})$, ce qui permet d'accéder à la vitesse locale du liquide $U_L(r)$ en utilisant la définition du nombre de Reynolds :

$$U_L(r) = \frac{\mu_L Re_{w,L}}{\rho_L d}. \quad (4.47)$$

où μ_L et ρ_L sont la viscosité cinématique et la masse volumique calculés à la température du liquide T_L .

4.6.2 Procédures pour la mesure des grandeurs fluctuantes

Afin de mesurer les fluctuations turbulentes de vitesse et de température, nous allons utiliser une méthode particulière dite du diagramme des fluctuations. Cette méthode a été initialement développée par [Corrsin \(1947\)](#) pour des écoulements monophasique gaz à faible vitesse, puis étendue au cas des écoulements supersoniques par [Kovaszny \(1953\)](#). Nous en présentons ici le principe général.

Principe général

Lorsque le courant est maintenu constant, la tension instantanée aux bornes de la sonde $e_w(t)$ est une fonction de la vitesse $U(t)$ et de la température $T(t)$ de l'écoulement.

$$e_w(t) = f(U(t), T(t)). \quad (4.48)$$

En utilisant la décomposition classique en composantes moyenne et fluctuante, on peut écrire :

$$e_w(t) = \bar{e}_w + e'_w, \quad (4.49)$$

$$T(t) = \bar{T} + t', \quad (4.50)$$

$$U(t) = \bar{U} + u', \quad (4.51)$$

où $\bar{(\cdot)}$ désigne l'opérateur de moyenne temporelle (équation 2.6). En différenciant l'équation 4.48, il vient :

$$de_w \triangleq e'_w = \frac{\partial e_w}{\partial U} \times u' + \frac{\partial e_w}{\partial T} \times t', \quad (4.52)$$

soit :

$$\frac{e'_w}{e_w} = F \frac{u'}{U} + G \frac{t'}{T}, \quad (4.53)$$

où F et G correspondent respectivement aux coefficients de sensibilité à la vitesse et à la température et sont définis comme suit :

$$F \triangleq \frac{\partial \ln(e_w)}{\partial \ln(U)}, \quad (4.54)$$

et

$$G \triangleq \frac{\partial \ln(e_w)}{\partial \ln(T)}. \quad (4.55)$$

En se basant sur les travaux de [Morkovin \(1956\)](#), on peut obtenir l'expression théorique de ces coefficients en se basant sur le bilan thermique à l'équilibre du fil qui s'écrit, dans le cas d'un échange thermique purement convectif (équation 4.5) :

$$e_w I = Nu_w(U, \rho, \mu) \times \pi l \lambda (T_w - T_0). \quad (4.56)$$

En prenant le logarithme de l'équation 4.56, puis en différenciant l'expression résultante (le détail des calculs est présenté dans l'annexe D), on aboutit alors aux expressions suivantes pour les coefficients de sensibilité :

$$F = A_w \left[\frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right], \quad (4.57)$$

et

$$G = -K + A_w \left[1 - K + n + [k - m] \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right], \quad (4.58)$$

où les paramètres K et A_w sont définis par :

$$\begin{cases} K \triangleq \frac{\alpha_0 T_w}{1 + a_w} \\ A_w \triangleq \frac{a_w}{1 + a_w}. \end{cases} \quad (4.59)$$

Les coefficients n , m et k quant à eux s'écrivent :

$$n \triangleq \frac{\partial \ln(\mu)}{\partial \ln(T)}, \quad m \triangleq \frac{\partial \ln(\lambda)}{\partial \ln(T)} \quad \text{et} \quad k \triangleq \frac{\partial \ln(\rho)}{\partial \ln(T)}, \quad (4.60)$$

où μ , λ et ρ représentent la viscosité, la conductivité thermique et la masse volumique du fluide. Ces coefficients sont calculés par interpolation des tables d'état du Fréon. La figure 4.14 présente les valeurs de ces paramètres en fonction de la pression et de la température.

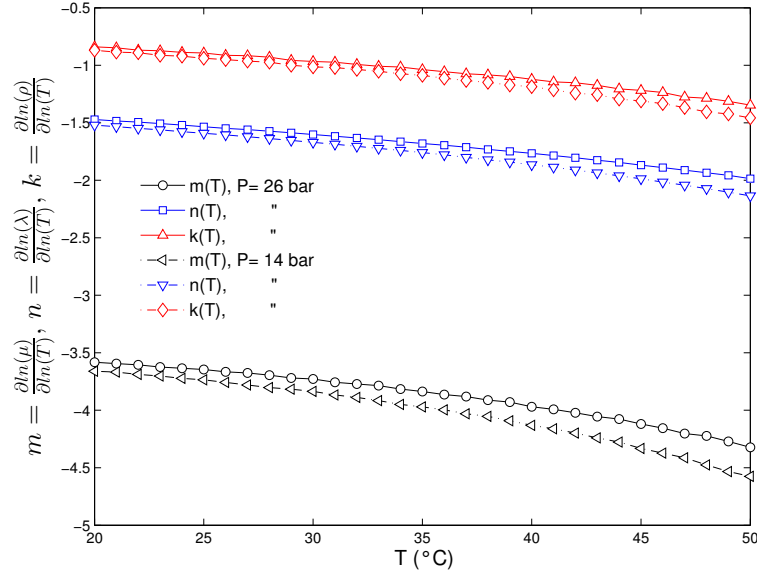


FIGURE 4.14 – Coefficients de variations de la viscosité dynamique n , de la conductivité thermique m et de la masse volumique k avec la température pour deux pressions différentes.

Comme le nombre de Nusselt Nu_w varie avec la racine carrée du nombre de Reynolds Re_w (c.f. figure 4.11), les expressions des coefficients de sensibilité F et G se simplifient alors en :

$$F = 0.5A_w, \quad (4.61)$$

et

$$G = -\alpha_0 T_w + A_w \left(1 + n - \frac{m}{2} + \frac{k}{2} \right). \quad (4.62)$$

Ces coefficients de sensibilité dépendent donc principalement de la température T_w , du coefficient de surchauffe a_w du capteur ainsi que des propriétés physiques du fluide.

On constate directement que si le coefficient de surchauffe a_w tend vers zéro (fonctionnement en mode "fil froid"), le coefficient de sensibilité à la vitesse F s'annule et la mesure n'est sensible qu'aux fluctuations de température de l'écoulement t' . Inversement, plus le coefficient de surchauffe est important (fonctionnement en mode "fil chaud"), plus le coefficient F augmente et plus la mesure est sensible aux fluctuations de vitesse u' .

En élevant l'équation 4.53 au carré, on obtient :

$$\frac{e_w'^2}{e_w^2} = F^2 \frac{u'^2}{U^2} + 2FG \frac{u't'}{UT} + G^2 \frac{t'^2}{T^2}. \quad (4.63)$$

En appliquant l'opérateur de moyenne temporelle (équation 2.6), en divisant par G^2 , puis en appliquant la racine carrée, on obtient dans le cas d'intensités turbulentes faibles, l'équation

fondamentale du diagramme des fluctuations :

$$\sqrt{H(\mathcal{R})} = \frac{\sqrt{e_w'^2}}{e_w G} = \left[\mathcal{R}^2 \frac{\overline{u'^2}}{\overline{U}^2} + 2\mathcal{R} \frac{\sqrt{\overline{u'^2}}}{\overline{U}} \frac{\sqrt{\overline{t'^2}}}{\overline{T}} R_{u,T} + \frac{\overline{t'^2}}{\overline{T}^2} \right]^{0.5}, \quad (4.64)$$

où $R_{u,T}$ et \mathcal{R} correspondent respectivement au coefficient de corrélation défini comme :

$$R_{u,T} \triangleq \frac{\overline{u't'}}{(\overline{u'^2} \times \overline{t'^2})^{0.5}}. \quad (4.65)$$

et au rapport des coefficients de sensibilité :

$$\mathcal{R}(a_w) \triangleq -\frac{F}{G}, \quad (4.66)$$

qui dépend, entre autre, du coefficient de surchauffe du capteur a_w .

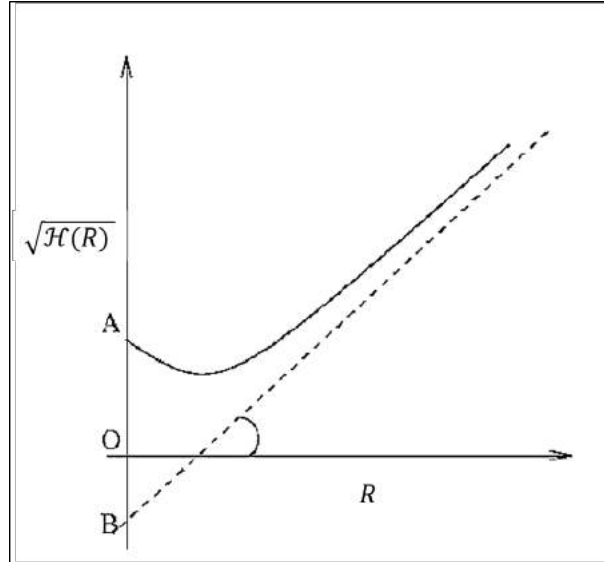


FIGURE 4.15 – Schéma de principe de la méthode de résolution graphique du diagramme des fluctuations.

Comme présenté sur la figure 4.15, l'équation 4.64 définit une hyperbole par rapport à la variable \mathcal{R} , qui coupe l'axe des ordonnées en $A = \sqrt{\overline{t'^2}/\overline{T}}$, et a pour direction asymptotique $\sqrt{\overline{u'^2}/\overline{U}}$ lorsque \mathcal{R} tend vers l'infini. Le coefficient de corrélation $R_{u,T}$ est alors égal à $-\overline{OA}/\overline{OB}$, où B est le point d'intersection de l'asymptote avec l'axe des ordonnées.

La procédure expérimentale consiste alors à faire varier le coefficient \mathcal{R} en injectant plusieurs de courant dans le capteur, afin de faire varier le coefficient de surchauffe, et de tracer la courbe expérimentale $\sqrt{H(\mathcal{R})} = f(\mathcal{R})$. On détermine ensuite de manière graphique, l'ordonnée à l'origine de la courbe qui donne accès aux fluctuations de température et l'asymptote qui donne accès aux fluctuations de vitesse. Une quinzaine de surchauffes est nécessaire en pratique afin d'obtenir l'asymptote de manière fiable.

Toutefois, la détermination de l'asymptote (et donc des fluctuations de vitesse) est souvent rendue imprécise du fait de la limitation du coefficient de surchauffe (et donc de \mathcal{R}). De même la détermination du point A est rendue imprécise en raison des faibles valeurs de \mathcal{R} (*i.e.* du coefficient de surchauffe) qu'elle requiert et pour lesquelles les tensions mesurées sont très faibles et par conséquent très sensibles au bruit de mesure.

Procédure de compensation en fréquence

Comme nous l'avons déjà précisé plus haut, la bande passante en fréquence d'un anémomètre à courant constant est limitée par l'inertie thermique du capteur (liée à son diamètre). Ceci peut constituer une source importante d'erreurs lors de la mesure des grandeurs fluctuantes (dans le cadre du diagramme des fluctuations). En effet, les fréquences supérieures à la fréquence de coupure f_c de l'anémomètre sont filtrées par ce dernier, ce qui peut notamment conduire à une sous-estimation importante de la variance du signal de tension $\sqrt{e_w'^2}$, qui intervient dans l'équation du diagramme des fluctuations (équation 4.64).

Par conséquent, nous introduisons ici une procédure de traitement du signal classiquement utilisée en anémométrie à courant constant (Wroblewski and Eibeck (1991), Tagawa et al. (1998), Lemay et al. (2003), Arwatz et al. (2013), Khine et al. (2013)) qui permet de compenser *a posteriori* l'effet de filtrage du capteur.

La procédure de compensation fréquentielle consiste à appliquer sur le signal de tension mesuré expérimentalement (qui est atténué par l'effet de filtrage du capteur) un filtre amplificateur dont la fréquence de coupure est la même que celle de l'anémomètre mais dont le gain est opposé (figure 4.16).

Afin de réaliser cette compensation quatre étapes sont donc nécessaires :

1. le signal de tension expérimental est d'abord filtré à l'aide d'un filtre numérique passe bas de fréquence de coupure f_{cc} afin d'éliminer le bruit électronique de mesure et d'éviter qu'il ne soit amplifié lors de la procédure,
2. le signal obtenu est ensuite transposé dans le domaine fréquentiel à l'aide de la transformée de Fourier,
3. le signal est alors compensé en multipliant chacune de ses composantes fréquentielles par $1 + if/f_c$.
4. enfin, on utilise la transformée de Fourier inverse pour revenir dans le domaine temporel et obtenir le signal de fluctuation compensé.

La figure 4.16 schématise l'influence de la procédure de compensation fréquentielle sur le gain de la fonction de transfert du fil chaud .

Sur cette figure, la gain $|H_{cw}|$ (courbe noire) correspond au gain du fil (non compensé) dont la fréquence de coupure est f_c . Le gain $|H(f)|$ du filtre de compensation (courbe rouge) a la même fréquence de coupure mais une pente opposée. Ainsi l'application, de ce dernier

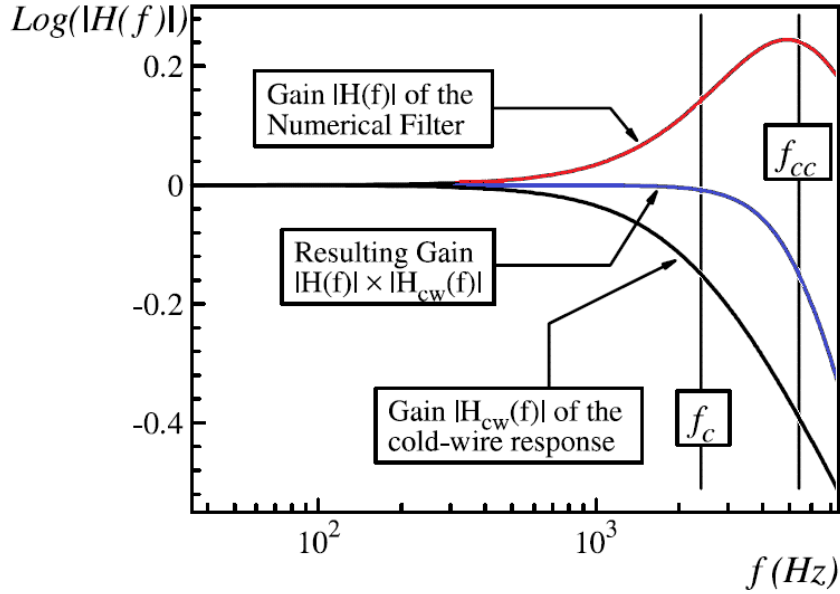


FIGURE 4.16 – Schéma de principe de la procédure numérique de compensation fréquentielle (d’après Lemay et al. (2003)).

permet donc d’augmenter la bande passante de l’anémomètre (courbe bleue).

L’utilisation de cette procédure nécessite toutefois de connaître au préalable la fréquence de coupure de l’anémomètre. En utilisant les équations 4.30 et 4.32, on montre que la fréquence de coupure de théorique de l’anémomètre s’écrit :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_w} = \frac{2Nu_w\lambda_f}{\pi d^2 C_p \rho_w (1 + a_w)}, \quad (4.67)$$

et dépend des conditions de l’écoulement (*via* le nombre de Nusselt Nu_w) et de la surchauffe du capteur a_w .

4.7 Limitations de la thermo-anémométrie dans l’installation DEBORA

Comme nous l’avons précisé dans l’analyse bibliographique, l’emploi des sondes anémométriques dans des liquides présente des difficultés particulières qui conduisent à des dérives plus ou moins régulières des mesures. Les sources d’erreurs peuvent être liées :

1. au déclenchement de l’ébullition sur le capteur qui en limite la température de fonctionnement,
2. à des impuretés chimiques en solution, qui provoquent des corrosions ou entraînent la formation de dépôt à la surface de la sonde,
3. à la dérive de la température du liquide qui influence la mesure de vitesse moyenne, en particulier pour les faibles surchauffes du capteur.

Dans la section précédente, nous avons mis en place une stratégie de mesure qui permet s'affranchir de l'influence de la température sur la mesure de vitesse moyenne. Les dérives liées à un encrassement de la sonde sont en revanche plus difficiles à traiter.

En outre, la surchauffe maximale atteignable sur le capteur conditionne directement la précision de mesure de vitesse et de température. En effet, pour la mesure des quantités moyennes, l'interpolation des courbes $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$ sera d'autant plus précise que les niveaux de courants injectés seront importants et décrirons une plage de surchauffes importante. De même, la mesure des fluctuations de vitesse sera d'autant plus précise que l'asymptote du diagramme des fluctuations sera bien déterminée et donc que les coefficients de surchauffes seront importants.

Par conséquent, nous nous sommes intéressés dans ce qui suit aux problèmes d'ébullition potentielle à la surface du capteur, ainsi qu'au problème d'altération physico-chimique des sondes.

4.7.1 Température maximale atteignable sur les sondes

Lorsqu'elle apparaît sur le capteur, l'ébullition évacue une part importante de la puissance créée par effet Joule. L'échange convectif monophasique n'est alors plus le mode principal de transfert de chaleur et il n'est plus possible de relier de manière évidente la résistance d'équilibre R_w à la vitesse et à la température de l'écoulement.

Afin d'estimer la température du capteur pour laquelle se produit ce phénomène, nous avons tracé (figure 4.17(a)) l'évolution expérimentale de la température d'une sonde à fil en fonction du flux surfacique de chaleur défini comme :

$$q_w = \frac{R_w I^2}{dl\pi}. \quad (4.68)$$

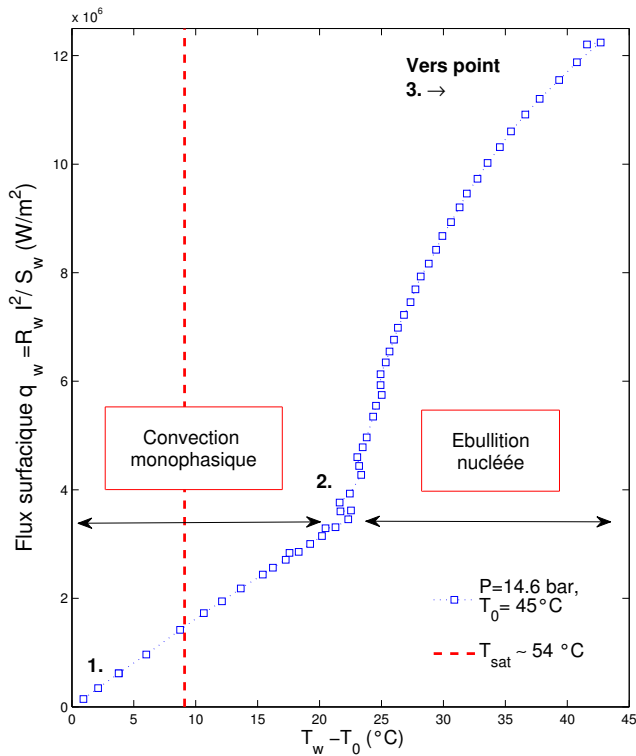
La courbe ainsi obtenue s'apparente à une courbe de [Nukiyama \(1934\)](#) dont une représentation schématique est donnée sur la figure 4.17(b).

La surchauffe du fil augmente d'abord linéairement avec le flux surfacique, ce qui correspond à un échange convectif monophasique (points 1 \rightarrow 2 sur les figures 4.17(a) et 4.17(b)).

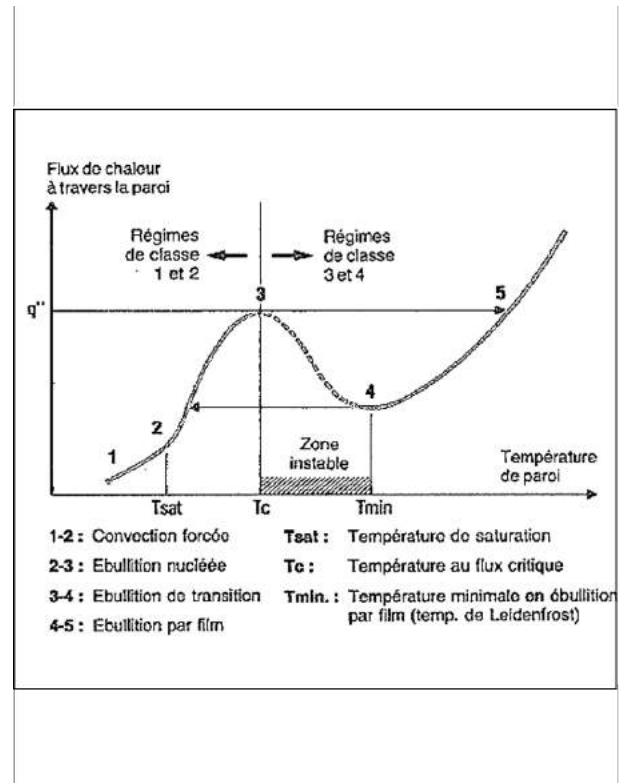
Lorsque le flux thermique continue de croître on observe alors une rupture de pente qui correspond à l'apparition de l'ébullition nucléée (point 2). Ce phénomène améliore l'échange thermique, ce qui provoque l'augmentation de la pente de la courbe (points 2 \rightarrow 3).

Lorsqu'on continue d'augmenter le flux surfacique, la courbe s'aplatit et on s'approche alors de la crise d'ébullition sur le capteur (point 3). Comme notre système fonctionne à flux imposé, lorsque ce phénomène survient la température du fil augmente brusquement (points 3 \rightarrow 5) jusqu'à atteindre la température de fusion du capteur si la puissance électrique n'est pas coupée.

En traçant cette courbe, on peut donc estimer la température d'apparition de l'ébullition. En pratique pour une pression de 14 bar, nous avons observé l'apparition de l'ébullition nucléée pour des températures de fil supérieures à la température de saturation de 8 à 13 °C (selon la température du liquide imposée sur la sonde), les surchauffes les plus basses étant



(a)



(b)

FIGURE 4.17 – (a) Courbe d'ébullition expérimentale obtenue pour une sonde à fil de $5 \mu\text{m}$ de diamètre ($P_s = 14 \text{ bar}$, $U = 2 \text{ m/s}$, $T_s = 45^\circ\text{C}$, $X_{eq,s} = -0.34$) - (b) Courbe d'ébullition (théorique) de **Nukiyama (1934)**. Cette courbe est établie en convection naturelle (on admet que l'allure de la courbe reste inchangée en convection forcée.)

observées pour les températures de liquide les plus importantes. Les surchauffes observées par rapport à la température de saturation ne dépendent en revanche pas du type de sonde utilisé et tendent à diminuer avec la pression.

Comparaison avec le modèle de **Y.Y.Hsu (1962)**

Nous avons voulu vérifier les ordres de grandeur des températures correspondantes à l'apparition de l'ébullition.

A cette fin, nous avons utilisé le modèle de **Y.Y.Hsu (1962)** qui établit une relation entre la surchauffe de paroi nécessaire à l'ébullition et la taille des sites de nucléation actifs.

Le modèle suppose que les bulles de vapeur se forment à l'intérieur d'une couche limite thermique, puis se détachent de la paroi. Après le détachement d'une bulle, le liquide froid remouille la paroi et la couche limite thermique se reforme par conduction instationnaire. En supposant que l'embryon de vapeur croît si la température de son sommet est supérieure à la température nécessaire au maintien de son équilibre, **Y.Y.Hsu (1962)** définit un rayon minimal $R_{c,min}$ et un rayon maximal $R_{c,max}$ des cavités permettant à l'embryon de croître.

Pour ce faire, **Y.Y.Hsu (1962)** suppose que le rayon d'un embryon de vapeur, noté R_e ,

est lié au rayon R_c de la cavité par la relation suivante :

$$2R_e = 1.6R_c, \quad (4.69)$$

ce qui lui permet de calculer les rayons $R_{c,max}$ et $R_{c,min}$. Ces derniers s'écrivent comme :

$$\begin{bmatrix} R_{c,max} \\ R_{c,min} \end{bmatrix} = \frac{\delta_t}{4} \left(1 - \frac{\Delta T_{sat}}{\Delta T_w} \begin{bmatrix} + \\ - \end{bmatrix} \sqrt{\left(1 - \frac{\Delta T_{sat}}{\Delta T_w} \right)^2 - \frac{12.8\sigma T_{sat}}{\rho_G H_{LG} \delta_t \Delta T_w}} \right), \quad (4.70)$$

où ΔT_{sat} , ΔT_w et δ_t correspondent respectivement aux différences de températures définies par :

$$\Delta T_{sat} = T_{sat} - T_0. \quad (4.71)$$

$$\Delta T_w = T_w - T_0. \quad (4.72)$$

et à l'épaisseur de la couche limite thermique que l'on approximera par :

$$\delta_t \sim \frac{\lambda_f}{h} \sim \frac{d}{Nu_{w,f}}. \quad (4.73)$$

Si le rayon R_c de la cavité est supérieur à $R_{c,max}$ l'embryon de vapeur est trop grand : il dépasse de la couche limite et se condense, empêchant ainsi sa croissance. Inversement, si le rayon de la cavité est inférieur à $R_{c,min}$, l'embryon de vapeur est trop petit et la surchauffe disponible n'est pas assez importante pour qu'il se développe.

Les résultats du modèle sont présentés sur la figure 4.18(a). Ils ont été obtenus pour une sonde en Tungstène d'un diamètre égal à $5 \mu\text{m}$, pour les conditions thermohydrauliques suivantes :

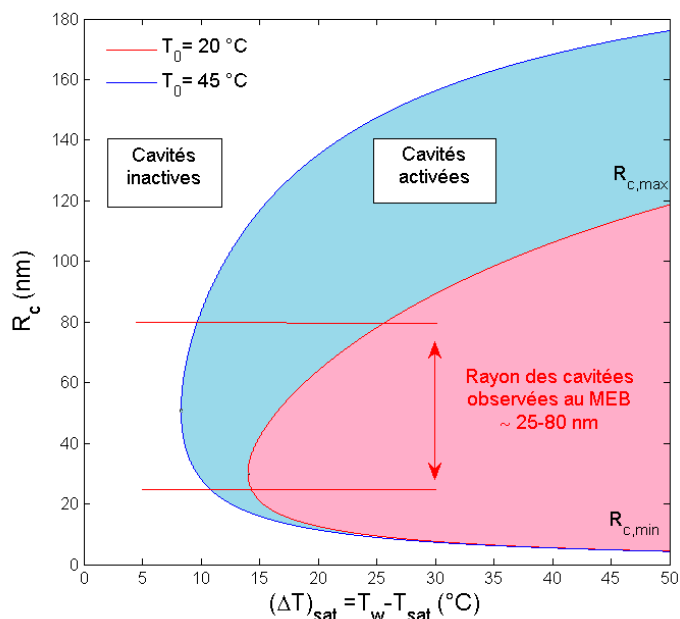
- pression $P_s = 14 \text{ bar}$,
- vitesse liquide : $U = 2 \text{ m/s}$,
- température : $T_0 = 20^\circ\text{C}$ et $T_0 = 45^\circ\text{C}$.

Les nombres de Nusselt (équation 4.73) sont calculés à l'aide de la corrélation de [Kramers \(1946\)](#) (équation 4.11).

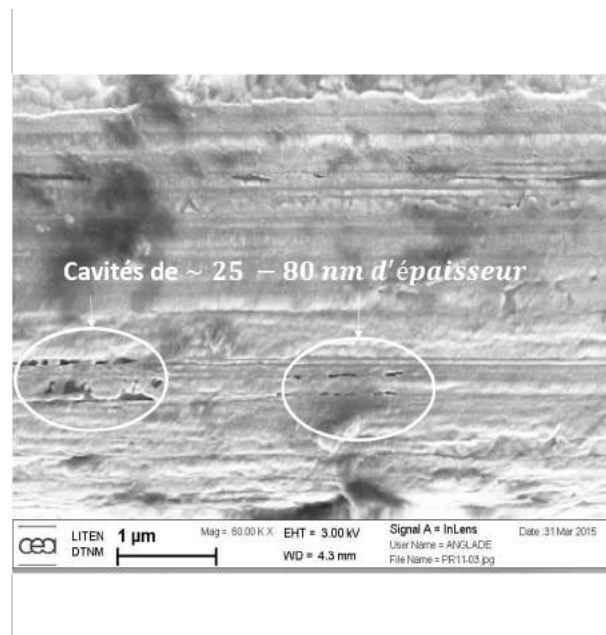
La surchauffe minimale nécessaire à l'apparition de l'ébullition nucléée correspond au sommet des courbes présentées sur la figure 4.18(a). Celle-ci correspond à une valeur comprise entre 8 à 15°C d'après le modèle, ce qui correspond à des cavités de 30 à 40 nm de rayon.

Nous avons également réalisé une caractérisation de l'état de surface du fil utilisé, à l'aide d'un Microscope à Balayage Électronique. Comme le montre la figure 4.18(b), la taille caractéristique des cavités présentes à la surface du fil est comprise entre 25 et 80 nm .

Les résultats expérimentaux obtenus tant du point de vue des surchauffes de paroi que de celui de la taille des cavités sont donc tout-à-fait cohérents avec les résultats du modèle de [Y.Y.Hsu \(1962\)](#).



(a)



(b)

FIGURE 4.18 – (a) Influence de la taille des cavités sur la différence entre la température du fil T_w nécessaire à l'apparition de l'ébullition et la température de saturation T_{sat} , d'après le modèle de **Y.Y.Hsu (1962)** ($P = 14$ bar, $U_L = 2$ m/s). Les zones colorées correspondent aux zones où les cavités sont activées par la surchauffe $\Delta T_{sat} = T_w - T_{sat}$ - (b) État de surface d'une sonde en Tungstène neuve de $5 \mu\text{m}$ de diamètre. L'image est prise au microscope à balayage électronique (MEB).

4.7.2 Vieillessement des sondes à fil

Lors de tests préliminaires, nous avons observé des altérations rapides des sondes à fil en Tungstène indépendamment de leur diamètre. Celles-ci semblent avoir deux origines différentes :

- altération par réaction chimique,
- altération par encrassement.

Altération des sondes par réaction chimique avec le Fréon

Lors des premiers essais avec les sondes à fil en Tungstène, nous avons observé une dérive des étalonnages en vitesse et en température.

Les figures 4.19 et 4.20 présentent l'évolution temporelle des courbes $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$ et des valeurs des nombres de Nusselt et de résistance à froid pour un essai réalisé sur une durée de 4 jours.

Les conditions du test sont les suivantes :

- pression $P_s = 14$ bar,
- température $T_0 = 35^\circ\text{C}$,
- vitesse $U_L = 2.5$ m/s.

On observe des variations relatives de 25% du nombre de Nusselt et de 0.3Ω pour la résistance

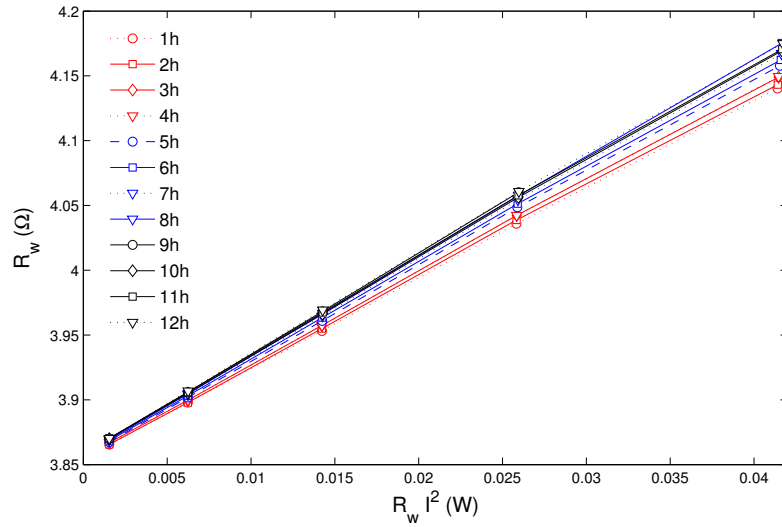
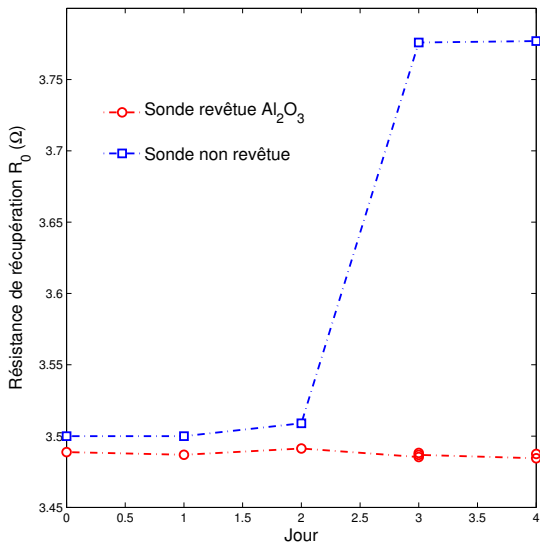
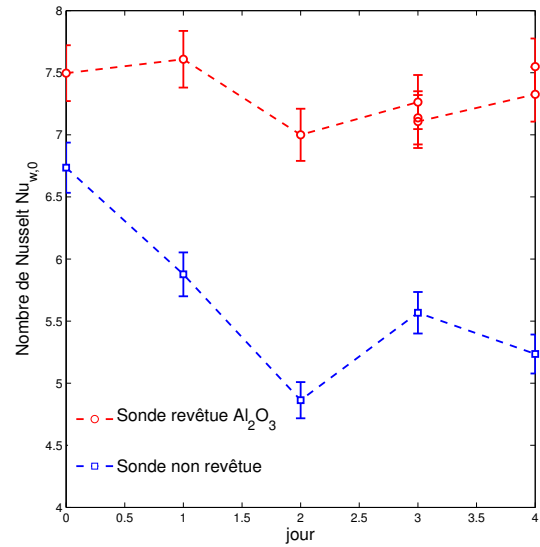


FIGURE 4.19 – Évolution temporelle des courbes $R_w = f(R_w I^2)$ sur une période de 12h pour une sonde à fil de Tungstène non revêtue d'un dépôt protecteur d'Oxyde d'Aluminium (Al_2O_3). La pente des courbes augmente de manière monotone en fonction du temps, ce qui suggère une altération chimique.



(a)



(b)

FIGURE 4.20 – Évolution temporelle (sur une durée de 4 jours) des nombres de Nusselt et de la résistance à froid mesurée pour une condition thermohydraulique fixée pour (i) une sonde à fil de Tungstène non revêtue et (ii) une sonde à fil revêtue d'une couche protectrice d'Oxyde d'aluminium (Al_2O_3) - (a) Résistance de récupération R_0 (la précision de la mesure est égale à $2.10^{-3}\Omega$) - (b) Nombre de Nusselt mesurés $Nu_{w,0}$.

à froid R_0 , valeurs qui correspondent à des variations de 40% en vitesse et de 24°C en température.

Compte tenu de la bonne stabilité des conditions aux limites de l'installation, ces résultats suggèrent une possible dégradation de l'état du capteur.

Cette hypothèse a été vérifiée par une observation du fil à l'aide d'un Microscope à Balayage Électronique (MEB). Les figures 4.21(a) et 4.21(b) permettent de comparer l'évolution de l'état de surface d'un fil de Tungstène après une immersion de quelques heures dans un écoulement de Fréon R134a.

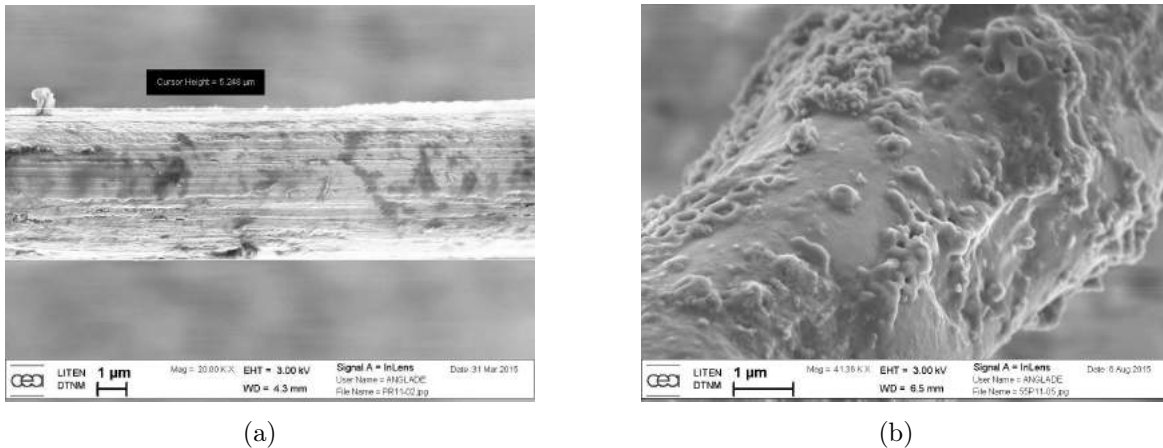


FIGURE 4.21 – Visualisation de l'état de surface d'une à fil de Tungstène de 5 μm de diamètre (non revêtue) à l'aide d'un microscope à balayage électronique - (a) sonde neuve - (b) sonde ayant séjourné dans le Fréon R134a.

Une explication possible pour cette altération très visible repose sur une interaction chimique entre le Tungstène du fil et le Fluor contenu dans le R134a. En effet, le Fluor qui est un puissant oxydant (élément le plus réactif et le plus électronégatif de la table périodique de classification) est connu pour attaquer le Tungstène à température ambiante.

Ayant constaté que les sondes à film¹ n'étaient pas altérées par le Fréon, nous avons décidé de protéger les sondes à fil à l'aide d'un dépôt d'Alumine (Oxyde d'Aluminium, Al_2O_3) d'une épaisseur minimale afin de ne pas modifier les caractéristiques du fil. Quelques tests ont permis de montrer qu'une épaisseur de 20 nm s'avère suffisante pour protéger correctement la sonde.

Le dépôt a été réalisé à l'aide du procédé dit d'ALD (Atomic Layer Deposition) par le CEA/Liten.

La figure 4.20(a) montre toute l'efficacité du dépôt réalisé vis à vis de la résistance à froid.

Des tests ont en revanche montré que ce dépôt ne modifie pas la température d'apparition de l'ébullition nucléée sur les sondes. En effet, le dépôt réalisé par ALD étant un dépôt conforme, il épouse les aspérités présentes à la surface du fil et modifie donc peu son état de surface. La taille des sites de nucléation restant inchangée, il est en est alors de même pour la température d'apparition de l'ébullition nucléée.

1. dont on rappelle qu'elles sont protégées par un revêtement de Quartz de 1 μm d'épaisseur

Altération par encrassement

Une seconde source d'altération de la sonde a été identifiée. Celle-ci est liée à la présence de particules ou de poussières dans le circuit qui ont tendance à se déposer à la surface du fil et à en être arrachées sous l'effet de la convection.

La figure 4.22 présente une comparaison entre une sonde de mesure neuve ($2.5 \mu\text{m}$ de diamètre) revêtue d'une couche d'Oxyde d'Aluminium de 20 nm d'épaisseur et une sonde ayant été immergée dans le Fréon R134a. On observe très clairement des dépôts de particules agglomérées à la surface du fil, dont la taille semble être de l'ordre de grandeur du diamètre du fil.

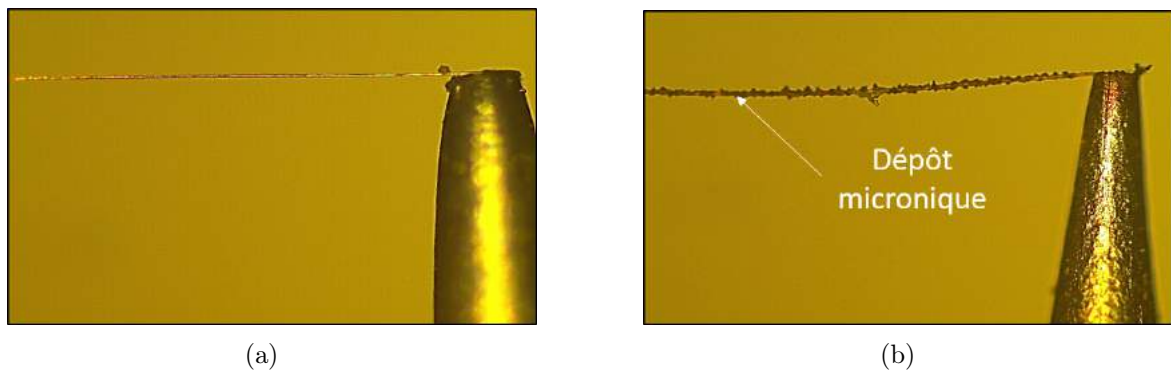


FIGURE 4.22 – Illustration de l'encrassement d'une sonde à fil de $2.5 \mu\text{m}$ de diamètre revêtue d'un dépôt d'Oxyde d'Aluminium : (a) sonde neuve - (b) sonde ayant séjournée dans le Fréon R134a.

La formation de ces dépôt impacte l'échange convectif entre le fil et l'écoulement, ce qui provoque à terme des dérives de l'étalonnage en vitesse, mais n'influence pas les courbes d'étalonnage en température.

Compte tenu de la nature de la pollution (dépôt de particules) et de la taille caractéristique de ces poussières, il apparaît que plus le diamètre de la sonde sera faible et plus l'impact de ces perturbations sera important. Ainsi les sondes à film (de $70 \mu\text{m}$ de diamètre) se sont révélées insensibles à ces pollutions.

Afin de pallier ces problèmes d'encrassement sur les sondes à fil, nous avons alors opté pour une solution consistant à la nettoyer régulièrement à l'aide d'un bain ultrasonore utilisant une solution d'acide phosphorique. En pratique un démontage et un nettoyage de la sonde à fil s'impose après chaque essai, cette procédure est extrêmement contraignante, notamment du fait de l'environnement associé à l'installation DEBORA.

Nous privilégierons donc, quand cela est possible, l'utilisation des sondes à film.

4.8 Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre nous avons rappelé le principe général de l'anémométrie thermique, puis mené une étude bibliographique concernant son utilisation en écoulement monophasique ou diphasique (avec ou sans changement de phases). Cette analyse bibliographique a fait essentiellement apparaître deux points intéressants :

- la mesure de vitesse dans les liquides s'avère très sensible à la température locale de l'écoulement, en particulier lorsque la surchauffe du capteur est maintenue à une faible valeur afin d'éviter l'ébullition à la surface de ce dernier,
- en écoulement bouillant, le contraste entre les phases, est très sensible à la taille des sondes (phénomènes d'intégration spatiale - longueur sensible de la sonde - et temporelle - diamètre de la sonde), ainsi qu'à la surchauffe du capteur qui doit être suffisamment élevée et qui peut conduire à l'apparition de l'ébullition nucléée à sa surface.

La deuxième partie du chapitre a été consacrée à la mise en place d'une stratégie visant à adapter le principe de mesure thermo-anémométrique aux conditions particulières de l'installation DEBORA. Nous avons choisi d'utiliser :

1. des sondes à fil de $2.5 \mu\text{m}$ et de $5 \mu\text{m}$ de diamètre et des sondes à film de $70 \mu\text{m}$ de diamètre. Si les premières ont théoriquement une fréquence de coupure importante (de l'ordre de 5 à 20 kHz), nous avons montré qu'elles sont très sensibles aux pollutions présentes dans le Fréon. Les sondes à film quant à elles, se révèlent beaucoup moins sensibles à ces pollutions mais ont de faibles fréquences de coupure ($\sim 200\text{Hz}$). Ceci les rend *a priori* peu adaptées à l'étude des écoulements bouillants ou à l'étude de la turbulence. Le type de sonde utilisé dépendra donc de la grandeur que nous chercherons à mesurer.
2. un anémomètre à courant constant que nous avons développé en laboratoire,
3. une procédure multi-surchauffes qui permet d'optimiser les mesures de vitesse dans des écoulements anisothermes pour des faibles coefficients de surchauffe. Si la procédure multi-surchauffes a été originellement développée par **Corrsin (1947)** pour les écoulements en gaz, c'est à notre connaissance la première fois qu'une telle procédure est utilisée dans un écoulement liquide.

Nous avons ensuite détaillé les procédures d'étalonnage et de mesure. Ces procédures consistent à injecter plusieurs valeurs de courant dans la sonde et à tracer l'évolution de la résistance du fil en fonction de la puissance injectée. Cette courbe est une droite dont l'ordonnée à l'origine donne accès à la température moyenne locale (via la résistance de récupération R_0) et dont la pente donne accès à la vitesse (via le nombre de Nusselt $Nu_{w,0}$). En outre, nous avons également proposé une méthode originale pour s'affranchir de l'influence de la température du fluide lors de l'étalonnage en vitesse. Cette méthode repose sur l'introduction du nombre de Prandtl dans l'expression des courbes d'étalonnage afin de prendre en compte les variations des propriétés thermo-physiques du fluide avec la température.

Enfin nous avons également étudié :

- les conditions d'apparition de l'ébullition nucléée à la surface des sondes anémométriques, ébullition qui survient pour une température de fonctionnement du capteur supérieure à la température de saturation d'environ $10 \text{ }^\circ\text{C}$,

- le vieillissement rapide des sondes à fil en Tungstène qui nous a conduit à protéger ces dernières des attaques chimiques du R134a à l'aide d'un dépôt d'Alumine (Al_2O_3). Si ce dépôt permet d'obtenir des courbes d'étalonnage en température stables dans le temps, on observe en revanche toujours une dérive faible des étalonnages en vitesse résultant de dépôts microniques de particules à la surface du capteur, ce qui contraint à nettoyer voire à changer très régulièrement les sondes.

Nous allons maintenant étendre les procédures de mesure développées dans ce chapitre, au cas des écoulements diphasiques bouillants rencontrés dans l'installation DEBORA . Ce travail fait l'objet du chapitre suivant, qui s'intéresse en particulier aux problématiques de discrimination phasique.

Chapitre 5

Développement de la méthodologie de mesure en écoulement diphasique bouillant

Sommaire

5.1	Introduction	125
5.2	Problématique de la discrimination phasique en anémométrie thermique	126
5.2.1	Rappels et définitions	126
5.2.2	Étude bibliographique	128
5.3	Interaction entre un écoulement diphasique et l'anémomètre à courant constant	131
5.3.1	Réponse de l'anémomètre à courant constant soumis à un écoulement adiabatique	132
5.3.2	Interaction entre la sonde anémométrique et un écoulement diphasique bouillant	142
5.4	Méthodologie de mesure en écoulement bouillant	149
5.4.1	Méthodologie pour la mesure de taux de vide	149
5.4.2	Méthodologie pour la mesure de la vitesse et de la température du liquide	156
5.5	Conclusions	164

5.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à l'extension des procédures établies dans le chapitre précédent au cas des écoulements diphasiques bouillants, afin d'y mesurer la vitesse et la température du liquide, ainsi que le taux de vide à l'aide de l'anémomètre à fil chaud.

Dans cette optique, un premier travail a consisté à caractériser l'interaction entre une bulle de gaz et la sonde anémométrique. Ce travail est réalisé en deux étapes qui sont décrites dans la première partie de ce chapitre :

- l’interaction entre une bulle de gaz et une sonde anémométrique a d’abord été étudiée en écoulement adiabatique eau/air dans une installation annexe qui a été construite à cet effet (l’installation BBORA). En effet, la section d’essais de cette installation est transparente, ce qui nous a permis de réaliser des mesures simultanées en utilisant l’anémomètre et une caméra rapide,
- l’interaction entre une bulle de gaz et la sonde a été ensuite étudiée dans le cas des écoulements bouillants (DEBORA). Les résultats de cette étude ont montré que les signaux observés dans ces conditions présentent des caractéristiques semblables à ceux mesurés en écoulement adiabatique, mais qu’il est nécessaire d’aller jusqu’à l’ébullition à la surface du capteur pour obtenir un contraste suffisant afin d’identifier précisément les phases sur le signal anémométrique.

L’ébullition à la surface du capteur étant *a priori* incompatible avec la mesure de vitesse ou de température, nous avons alors développé la méthodologie de mesure en deux étapes qui sont décrites dans la troisième partie de ce chapitre :

- (i) dans une première étape, l’ébullition est autorisée à la surface du capteur. Le taux de présence de la vapeur est alors déterminé en utilisant la Fonction Indicatrice Phase qui est obtenue à l’aide d’un algorithme de seuillage du signal anémométrique. La méthodologie ainsi développée a été validée par comparaison avec une technique de référence (sonde optique).
- (ii) dans une seconde étape, l’ébullition est interdite à la surface du capteur. La vitesse et la température du liquide sont alors déterminées de manière originale sans utiliser la Fonction Indicatrice de Phase mais en utilisant l’histogramme de tension du signal anémométrique.

5.2 Problématique de la discrimination phasique en anémométrie thermique

5.2.1 Rappels et définitions

La mesure du taux de présence de la vapeur nécessite généralement de déterminer au préalable la Fonction Indicatrice de Phase (FIP). Cette fonction X_G se présente sous la forme d’une succession de créneaux correspondant au passage de la phase gazeuse sur la partie sensible du capteur. Elle vaut 1 lorsque la phase est présente sur le capteur à l’instant t et 0 sinon (figure 5.1).

Le taux de présence de la phase gaz (ou taux de vide) est alors défini à partir de la fonction indicatrice de la phase vapeur comme :

$$\alpha_G(r) \triangleq \overline{X_G(r, t)}, \quad (5.1)$$

où $\overline{(\cdot)}$ désigne l’opérateur de moyenne temporelle (équation 2.6).

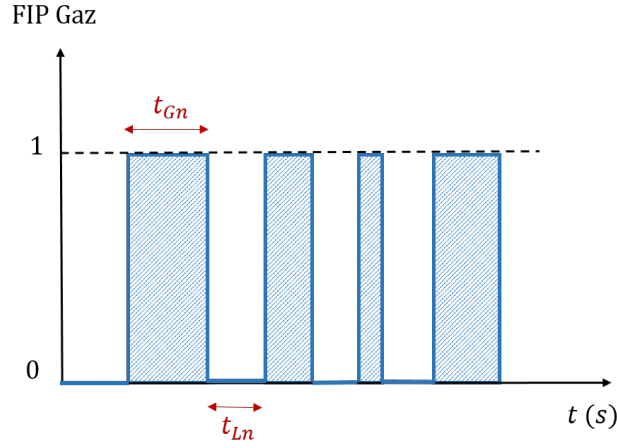


FIGURE 5.1 – Représentation schématique de la fonction Indicatrice de phase.

L'équation 5.1 peut également se réécrire :

$$\alpha_G = f_G(r) \overline{t_G(r)} = \frac{\overline{t_G(r)}}{\overline{t_G(r)} + \overline{t_L(r)}}, \quad (5.2)$$

où f_G est la fréquence d'interférence entre les bulles et la sonde, et $\overline{t_L}$ et $\overline{t_G}$ sont les temps de présence moyens de la phase liquide et de la phase gazeuse durant le temps d'observation.

Ces temps de présence moyens sont définis par les relations suivantes (Cubizolles (1996)) :

$$\overline{t_G} = \frac{\sum t_{G,n}}{N_{bulles}}, \quad (5.3)$$

et

$$\overline{t_L} = \frac{\sum t_{L,n}}{N_{bulles}}, \quad (5.4)$$

où N , $t_{G,n}$ et $t_{L,n}$ représentent respectivement le nombre de bulles observées, le temps de d'interaction de la $n^{\text{ième}}$ bulle avec le capteur, et le temps séparant le départ de la $n^{\text{ième}}$ bulle et l'arrivée de la bulle suivante (*c.f.* figure 5.1)

La fréquence d'interférence entre les bulles de gaz f_G et la sonde (*i.e.* le nombre de bulles percées par la sonde par unité de temps) s'écrit :

$$f_G = \frac{N_{bulles}}{T}, \quad (5.5)$$

ce qui peut également s'écrire :

$$f_G = \frac{1}{\overline{t_L} + \overline{t_G}}. \quad (5.6)$$

Afin de mesurer la Fonction Indicatrice de Phase ou le taux de présence de la vapeur à l'aide de l'anémométrie thermique, il est nécessaire de caractériser au préalable l'interaction entre une inclusion de gaz (ou de vapeur) et la sonde anémométrique.

5.2.2 Étude bibliographique

Interaction entre une bulle de gaz et une sonde anémométrique

L'interaction entre une sonde anémométrique et une bulle de gaz a fait l'objet de nombreuses publications dans le cas d'un anémomètre à **température constante** en écoulement diphasique adiabatique (Thoral (1981), Bremhorst and Gilmore (1976), Farrar et al. (1995), Benk et al. (2001), Rensen et al. (2005)) ou encore en écoulement bouillant (Dix (1971)). La figure 5.2 représente schématiquement l'allure du signal de tension classiquement observé lors de l'interaction entre une bulle et une sonde à film pilotée à l'aide d'un anémomètre à température constante.

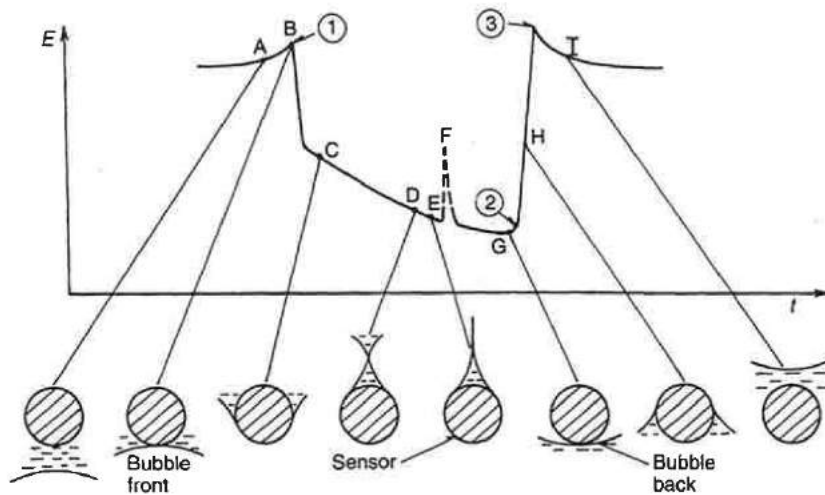


FIGURE 5.2 – Réponse schématique de l'interaction entre une sonde à film cylindrique (anémomètre à température constante) et une bulle (d'après Bruun (1995)).

Trois étapes principales se distinguent :

- lorsqu'une bulle approche la sonde, la tension aux bornes de l'anémomètre commence par augmenter (du point A au point B), traduisant le fait que la bulle véhicule autour d'elle une couche limite de liquide qu'elle entraîne à une vitesse proche de la sienne (qui est donc supérieure à la vitesse moyenne du liquide)
- puis, lorsque le capteur pénètre dans la bulle l'échange convectif se dégrade. Pour maintenir le capteur à une température constante (fonctionnement CTA), l'anémomètre réagit en diminuant la puissance injectée dans le capteur, ce qui entraîne une diminution de la tension mesurée (du point B au point G). Un ménisque se forme d'abord autour du capteur en raison de la tension superficielle de l'interface (points B à C), puis les deux "bras" du ménisque se referment en piégeant un mince film liquide (points C à E). Cette couche de liquide s'évapore ensuite si la température du capteur est assez élevée. Dans certains cas, le film liquide arrive à remouiller complètement le fil, ce qui produit une augmentation brutale de la tension (point F),
- enfin, lorsque la bulle quitte la sonde (point G) l'échange convectif s'améliore et la tension augmente (du point G au point I). La tension passe ensuite par un maximum

provoqué par la réponse de l'anémomètre face au remouillage rapide du fil. Enfin, lorsque la bulle s'éloigne du capteur, la tension mesurée tend à nouveau vers sa valeur caractéristique associée à la vitesse moyenne du liquide.

Algorithmes de seuillage pour la discrimination phasique

Une multitude d'algorithmes de discrimination sont disponibles dans la littérature et permettent de déterminer la Fonction Indicatrice de Phase à partir des signaux obtenus avec un anémomètre à température constante (Thoral (1981), Serizawa et al. (1984), Liu and Bankoff (1991), Farrar et al. (1995)).

La majorité de ces algorithmes reposent sur une méthode de seuillage qui peut s'appliquer :

- directement sur l'amplitude du signal de tension (Thoral (1981), Serizawa et al. (1984)). Dans cette méthode, l'ensemble des points se trouvant en dessous du seuil est associé à la présence d'une bulle de vapeur. Néanmoins cette méthode peut s'avérer délicate dans les écoulements turbulents où l'amplitude des variations de tension provoquées par la turbulence dans la phase liquide peut être du même ordre de grandeur que la variation provoquée par l'interaction entre les bulles et le capteur (Farrar et al. (1995)).
- sur la dérivée du signal de tension (Serizawa et al. (1984), Farrar and Bruun (1989)) car l'arrivée et le départ d'une bulle correspondent à des variations brutales de la dérivée du signal de tension. Cependant, dans cette méthode, la variation rapide de tension observée lors de la formation du ménisque (points E à F sur la figure 5.2) peut être interprétée comme l'arrivée d'une nouvelle bulle de gaz et fausser la mesure de taux de vide (Farrar et al. (1995)).
- sur une combinaison de seuillages sur l'amplitude de la tension et sur sa dérivée (Liu and Bankoff (1991), Farrar et al. (1995)) ce qui vise à pallier les inconvénients des deux premières méthodes

Néanmoins, quelle que soit la procédure utilisée, la distinction des phases s'avère *a priori* très dépendante du choix du ou des seuil(s). Malheureusement, peu d'études s'intéressent à la sensibilité des mesures aux choix de ces derniers.

Une fois la Fonction Indicatrice de Phase déterminée, on peut en déduire, d'une part, le taux de vide (d'après l'équation 5.1) et, d'autre part, le signal de tension associé à l'interaction entre l'écoulement liquide et le capteur ce qui permet d'accéder à la vitesse du liquide¹.

Algorithmes se basant sur les histogrammes du signal anémométrique

Une autre approche existe dans la littérature et permet de mesurer le taux de vide α_G et la vitesse du liquide U_L sans avoir recours à la Fonction Indicatrice de Phase (Delhaye

1. en utilisant la courbe d'étalonnage de la sonde.

(1969), Delhaye et al. (1973), Roy et al. (1994)). Cette méthode se base sur l'utilisation de l'histogramme des tensions anémométriques et a été initialement suggérée par Delhaye (1969).

Ainsi, Delhaye (1969) réalise des mesures de taux de vide et de vitesse liquide dans un écoulement eau/air à l'aide d'une sonde à film pilotée par un anémomètre à température constante. La figure 5.3 schématise la correspondance établie par l'auteur entre le signal temporel de la tension anémométrique (figure 5.3(a)) et son histogramme (figure 5.3(b)), qui se représente sous la forme $N = f(e_w)$ où N correspond au nombre d'échantillons dont la tension est comprise entre e_w et $e_w + \delta_{e_w}$, avec δ_{e_w} le pas de tension.

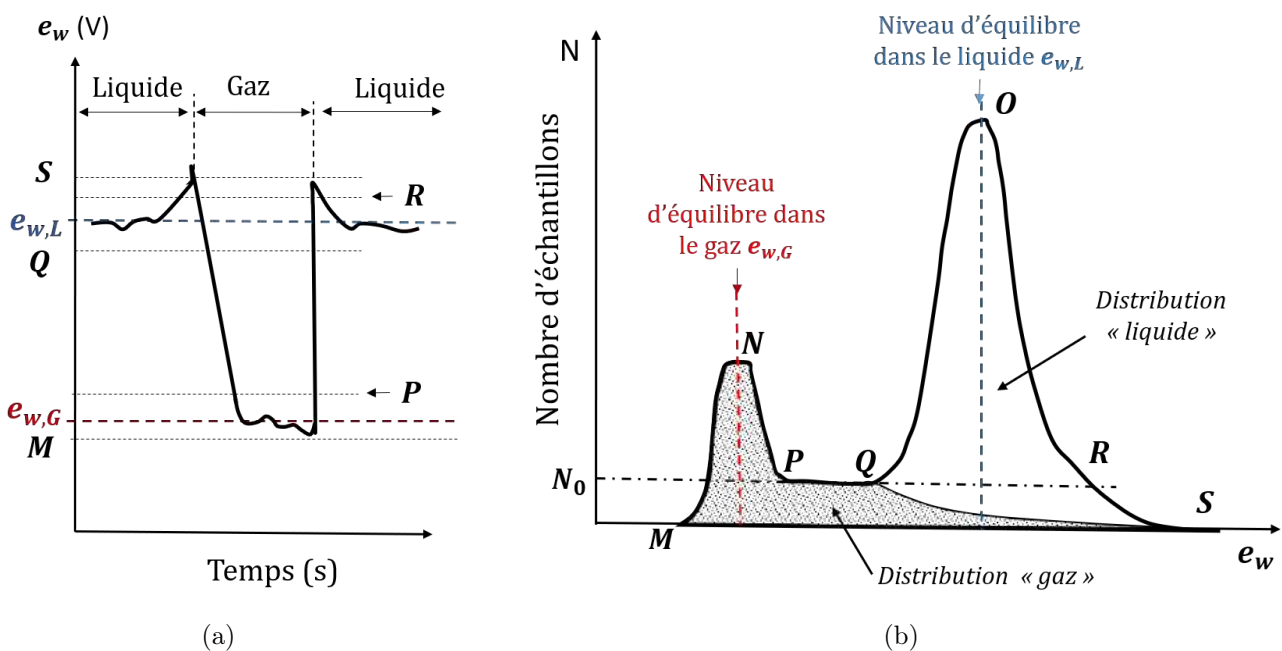


FIGURE 5.3 – Lien entre (a) le signal de tension anémométrique et (b) son histogramme, d'après Delhaye (1969).

On observe que l'histogramme de tension est bi-modal et résulte de la superposition de deux distributions :

- une première distribution est associée à l'interaction entre la sonde et l'écoulement liquide. Elle est centrée sur la tension associée à l'équilibre thermique du capteur dans la phase liquide $e_{w,L}$. Cette distribution est assymétrique en raison de l'augmentation de tension observée avant et après le passage de la bulle de gaz (points S sur les figures 5.3(a) et 5.3(b)).
- un deuxième distribution est associée à l'interaction entre le capteur et les bulles de gaz (zone hachurée sur la figure 5.3(b)). Cette dernière est centrée autour de la tension d'équilibre thermique du capteur dans le gaz $e_{w,G}$. En supposant que la tension varie linéairement lors de l'arrivée ou du départ d'une bulle de gaz, Delhaye (1969) montre que cette distribution comprend un plateau horizontal (entre les points P et Q) puis

se raccorde au point S. Enfin, le point M correspond à la tension minimale observée dans le gaz.

Delhaye (1969) suggère alors que le taux de vide α_G est égal au rapport de l'aire occupée par la distribution associée à la phase gazeuse \mathcal{A}_{MNPQS} (aire achurée sur la figure 5.3(b)) sur l'aire totale \mathcal{A}_{tot} de l'histogramme :

$$\alpha_G = \frac{\mathcal{A}_{MNPQS}}{\mathcal{A}_{tot}}. \quad (5.7)$$

Cependant, le segment [QS] qui délimite les distributions gaz et liquide, étant difficilement identifiable sur l'histogramme, Delhaye (1969) simplifie l'expression précédente en écrivant :

$$\alpha_G \approx \frac{\mathcal{A}_{MNPQRS}}{\mathcal{A}_{tot}} \quad (5.8)$$

où \mathcal{A}_{MNPQRS} correspond à l'aire de la distribution définie par les points M, N, P, Q, R et S, le point R étant défini sur la figure 5.3(b). En comparant les mesures moyennes² de taux de vide ainsi obtenues à des mesures de références (obtenues par rayon X), Delhaye (1969) montre que cette approximation est suffisante pour obtenir des valeurs de taux de vide cohérentes à moins d'un pourcent.

L'histogramme de tension associé au liquide est alors défini par les points Q, O et R. La tension d'équilibre du capteur dans le liquide $e_{w,L}$ correspond à la moyenne de cet histogramme :

$$e_{w,L} = \frac{\sum_{QOR} e_w(i) [N(i) - N_0]}{\sum_{QOR} [N(i) - N_0]} \quad (5.9)$$

où N_0 correspond à l'ordonnée du point R, ce qui permet d'obtenir la vitesse moyenne du liquide U_L à l'aide de loi d'étalonnage $e_w = f(U_L)$ du capteur.

Le principal avantage de cette procédure comparativement aux algorithmes de seuillage réside dans le fait qu'elle ne nécessite pas de déterminer la Fonction Indicatrice de Phase. Cependant cette méthode peut s'avérer délicate si les distributions relatives au liquide et au gaz sont confondues.

5.3 Interaction entre un écoulement diphasique et l'anémomètre à courant constant

L'ensemble des observations et des procédures présentées dans la section précédente sont réalisées dans le cadre d'un anémomètre à **température constante**. En revanche, nous n'avons trouvé aucune étude dans la littérature traitant de l'utilisation d'un anémomètre à **courant constant** en écoulement diphasique et donc de la problématique de l'identifica-

2. moyennées sur la surface de la section d'essais

tion phasique avec ce type d'anémomètre. Dans cette section nous allons donc caractériser la réponse de notre anémomètre à courant constant en écoulement diphasique adiabatique (eau/air) d'abord, puis dans les conditions opérationnelles de l'installation DEBORA (écoulement bouillant).

5.3.1 Réponse de l'anémomètre à courant constant soumis à un écoulement adiabatique

Présentation de l'installation BBORA

L'installation expérimentale BBORA a été développée afin d'étudier l'interaction entre un écoulement diphasique eau/air et une sonde anémométrique pilotée par un courant constant. Le schéma de principe de cette installation est représenté sur la figure 5.4.

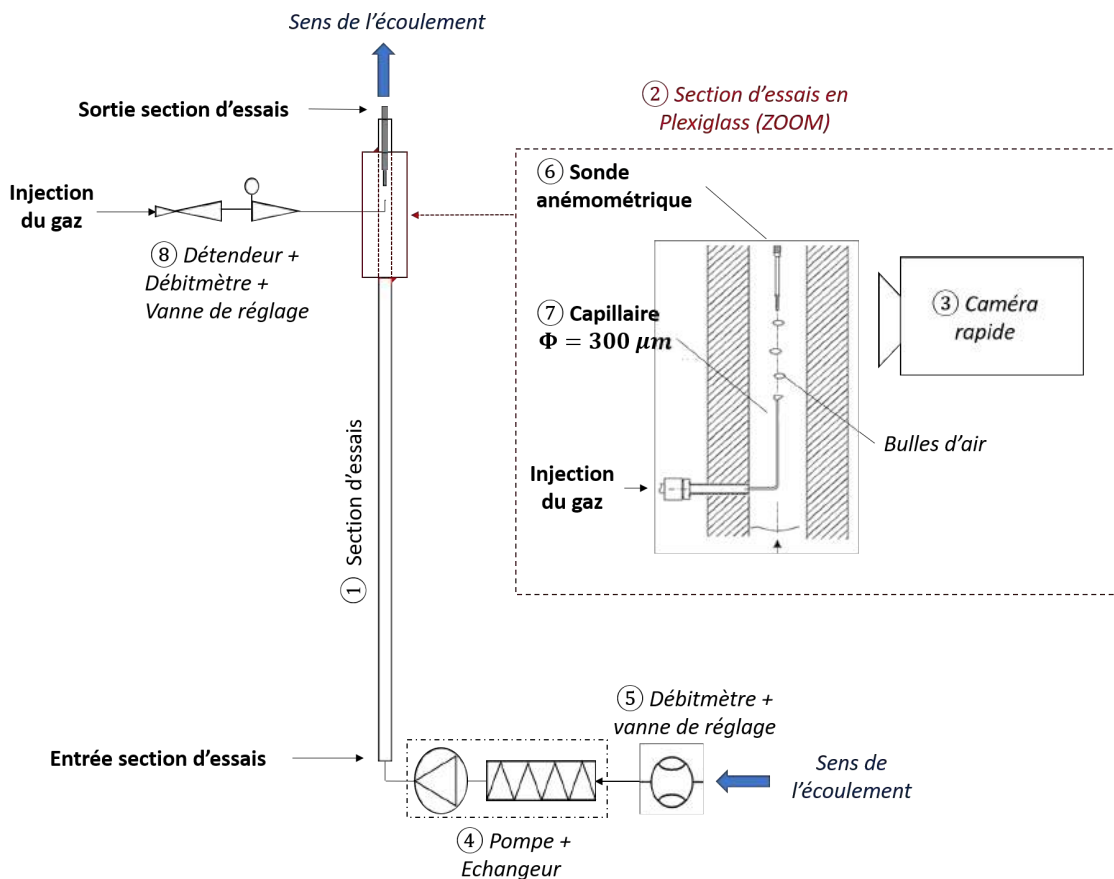


FIGURE 5.4 – Schéma de principe de la boucle expérimentale BBORA

La section d'essais ① de l'installation est similaire à la section d'essais de DEBORA. Elle est constituée d'un tube métallique de 19.2 mm de diamètre intérieur et de 2.5 m de longueur. Ce tube est prolongé par une courte section en plexiglas transparent ② de même diamètre intérieur (et de 15 cm de longueur) qui permet de visualiser l'écoulement à l'aide d'une caméra rapide ③. L'écoulement est vertical ascendant et est mécaniquement établi à l'entrée de la section en plexiglas.

Une pompe et une préchauffe ④ ainsi qu'une vanne de réglage et un débitmètre ⑤ permettent de fixer et de réguler le débit ainsi que la température du liquide dans la section d'essais. Les conditions de fonctionnement de l'installation sont résumées dans le tableau 5.1.

Le fluide utilisé dans cette installation est de l'eau déminéralisée dont la conductivité électrique est inférieure à $0.05 \mu\Omega.cm$, ce qui permet d'éviter les fuites de courant ou le claquage des sondes anémométriques.

Débit liquide	$0 - 48 \text{ l/min} \Rightarrow \langle U_L \rangle_2 = 0 - 3 \text{ m/s}$
Température liquide	$20 - 40 \text{ }^\circ\text{C}$
Conductivité électrique liquide	$\sim 0.05 \mu\Omega.cm$
Débit du gaz	$2.5 - 20 \text{ mL/min}$
Pression de sortie du gaz	$1 - 6 \text{ bar}$
Température du gaz	Température ambiante

TABLE 5.1 – Conditions de fonctionnement de l'installation BBORA

La sonde anémométrique ⑥ est placée à la sortie de la section d'essais en plexiglass, au centre de l'écoulement. Dans l'installation BBORA, nous avons utilisé uniquement des sondes à film de $70 \mu\text{m}$ de diamètre, dont les caractéristiques sont présentées dans le tableau 4.1 (chapitre 4).

Un capillaire de $300 \mu\text{m}$ de diamètre ⑦, placé quelques centimètres en amont de la sonde anémométrique, permet d'injecter des bulles d'air dont le diamètre varie de 0.8 à 1.5 mm en fonction de la vitesse incidente du liquide ainsi que de la pression et du débit d'injection d'air, lesquels sont fixés à l'aide d'un détendeur, d'une vanne de réglage et d'un débitmètre gaz ⑧.

Un montage optique permet d'observer l'interaction entre l'écoulement et la sonde anémométrique sous deux vues différentes (vue de face et de profil) à l'aide d'une seule caméra rapide ③ (PHOTRON Fastcam). La figure 5.5 présente un exemple d'image obtenue de cette manière.

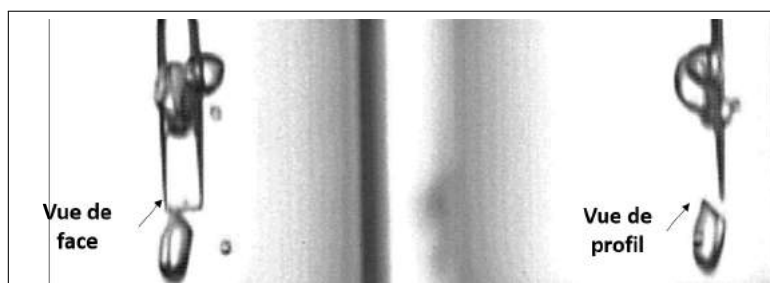


FIGURE 5.5 – Exemple d'image obtenue à l'aide de la caméra rapide.

La caméra rapide est synchronisée avec l'anémomètre à l'aide d'une horloge externe (générateur de signaux carrés) qui permet de fixer la fréquence d'acquisition, et d'un signal de

déclenchement qui permet de démarrer les acquisitions de manière simultanée. La fréquence d'acquisition des images est identique à celle des signaux anémométriques et vaut 15 kHz.

En analysant les images enregistrées par la caméra rapide on peut déterminer si une bulle de gaz est présente ou non sur la partie sensible de la sonde anémométrique. On peut ainsi accéder à la Fonction Indicatrice de phase X_G "vue" par la sonde.

Comparaison entre les images de la caméra et le signal anémométrique

La figure 5.6 présente l'allure typique des fluctuations de tension

$$e'_w(t) = e_w(t) - \overline{e_w} \quad (5.10)$$

mesurées aux bornes d'une sonde à film dans l'installation BBORA. Ces fluctuations sont comparées à la Fonction Indicatrice de Phase déterminée à l'aide de la caméra rapide.

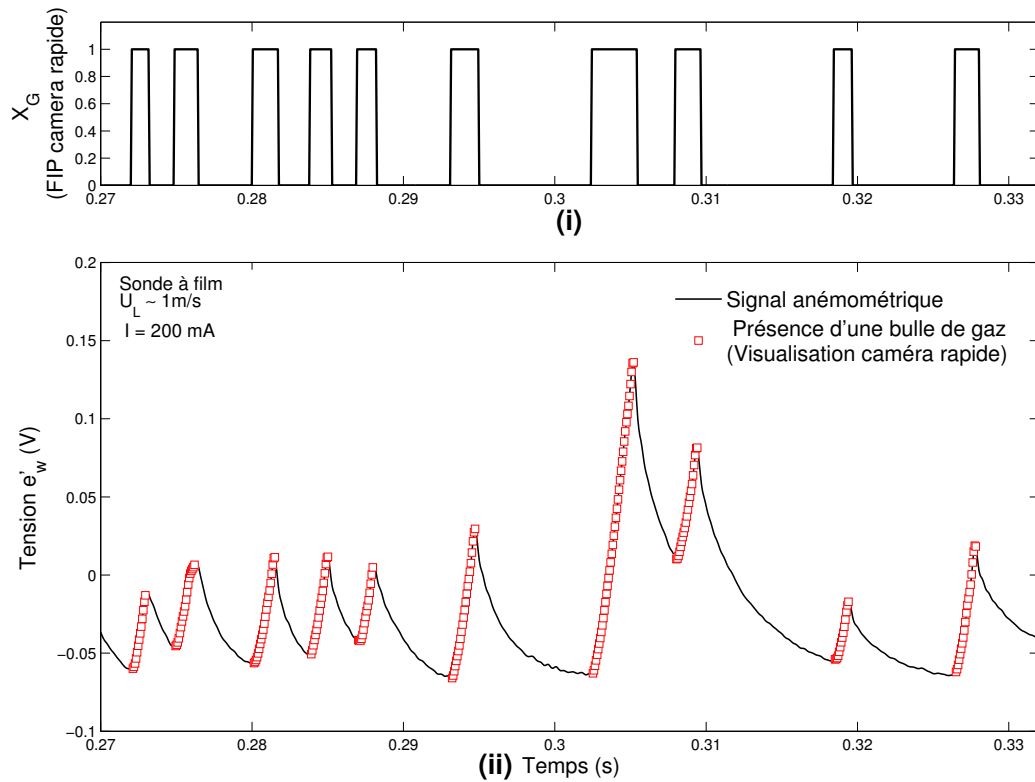


FIGURE 5.6 – Comparaison entre : (i) la Fonction Indicatrice de Phase obtenue à partir de la visualisation par caméra rapide, (ii) le signal de tension anémométrique $e'_w = e_w - \overline{e_w}$.

Les conditions aux limites de l'essai considéré sur cette figure sont les suivantes :

- une vitesse incidente du liquide : ~ 1 m/s,
- une température du liquide (essai adiabatique) : $\sim 20^\circ\text{C}$,
- un courant d'alimentation de la sonde : $I=200$ mA,
- un coefficient de surchauffe $a_w = 0.06$.

Sur la figure 5.6 on observe les phénomènes suivants :

- lorsqu’une inclusion gazeuse rencontre la sonde ($X_G = 1$), la tension augmente rapidement, traduisant ainsi la diminution brutale de l’échange convectif. En effet, lorsque l’échange thermique se dégrade, la puissance injectée dans la sonde devient supérieure à la puissance évacuée par convection (comme le courant est maintenu constant), ce qui provoque une augmentation de la température du fil (*i.e.* de sa résistance) et entraîne une augmentation de la tension mesurée,
- puis, lorsque l’inclusion de gaz quitte la sonde ($X_G = 0$), la tension décroît, traduisant ainsi le refroidissement du capteur provoqué par son remouillage. La tension tend alors vers sa valeur caractéristique associée à la vitesse moyenne du liquide.

Sur la figure 5.7 nous avons isolé le signal de tension observé lors du passage d’une bulle de gaz afin de mieux le caractériser. Sur cette figure on constate que la tension mesurée augmente linéairement (points ① à ②) avec le temps lorsque la bulle est présente sur le capteur et décroît de manière exponentielle (points ② à ③) une fois que la bulle a quitté la sonde.

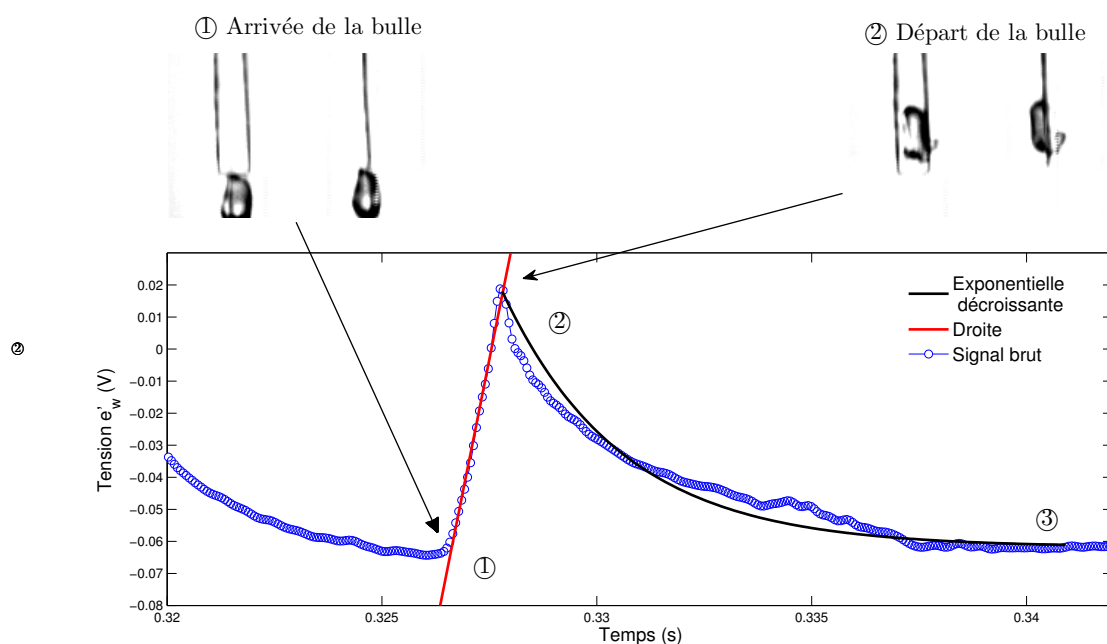


FIGURE 5.7 – Fluctuations de tension provoquées par le passage d’une bulle isolée et comparaison avec les images fournies par la caméra rapide.

Le comportement ainsi observé avec l’anémomètre à courant constant diffère de celui qui est classiquement observé dans le cas d’un anémomètre à température constante (*c.f.* figure 5.2) pour deux raisons principales :

- lorsque le courant est maintenu constant, l’interaction entre une bulle et le capteur provoque une augmentation brutale de la tension et non plus une diminution comme dans le cas de l’anémomètre à température constante (points ① à ② sur les figures 5.2 et 5.7),
- dans le cas de l’anémomètre à courant constant, le retour du signal à son niveau

d'équilibre dans le liquide³ (points ② à ③ sur les figures 5.2 et 5.7) se fait beaucoup plus lentement que dans le cas de l'anémomètre à température constante. Ceci s'explique par l'inertie thermique du fil qui n'est pas compensée en temps réel au contraire de qui se passe dans le cas de l'anémométrie à température constante.

Modélisation de l'interaction entre une bulle de vapeur et le capteur

Nous proposons ici un modèle permettant d'expliquer l'allure expérimentale du signal de tension (croissance linéaire et décroissance exponentielle) observée sur la figure 5.7 lors de l'interaction d'une bulle de gaz avec la sonde.

Dans ce cadre, nous considérons le cas d'une bulle isolée interagissant avec la sonde de mesure comme représenté sur la figure 5.8. Les températures du gaz et du liquide sont supposées égales à T_0 (écoulement adiabatique). Nous supposons également que les variations de coefficient d'échange convectif se font de manière instantanée lors de l'arrivée ou du départ d'une bulle.

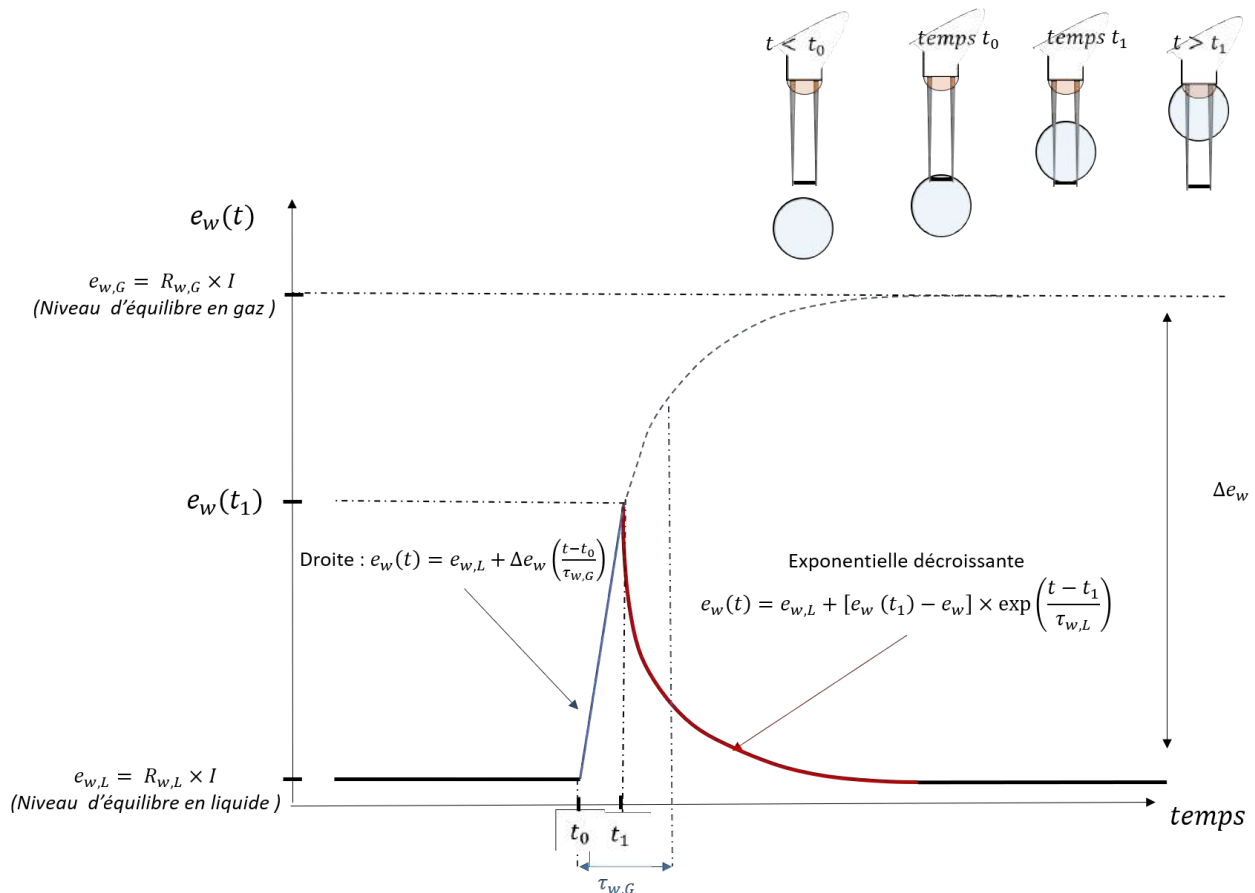


FIGURE 5.8 – Variation de tension théorique provoquée par l'interaction d'une bulle isolée avec le capteur.

3. qui correspond au niveau de tension avant le contact entre le capteur et l'inclusion gaz

1. Au temps $t=0$, la sonde est à l'équilibre thermique dans la phase liquide et le coefficient d'échange convectif dans le liquide s'écrit (équation 4.6) :

$$h_L = \frac{\lambda_L Nu_{w,L}}{d} \quad (5.11)$$

où λ_L et d correspondent respectivement à la conductivité thermique du liquide et au diamètre du fil. Le nombre de Nusselt dans le liquide $Nu_{w,L}$ peut être calculé à l'aide de la corrélation de **Kramers (1946)** (équation 4.11) à partir du nombre de Reynolds du fil dans le liquide :

$$Re_{w,L} = \frac{\rho_L U_L d}{\mu_L}, \quad (5.12)$$

où ρ_L , μ_L et U_L correspondent à la masse volumique à la viscosité dynamique et à la vitesse du liquide.

Comme la sonde est à l'équilibre dans le liquide, sa résistance moyenne est alors donnée par le bilan thermique à l'équilibre dans le liquide (équation 4.13) et s'écrit :

$$R_{w,L} = \frac{R_0}{1 - \alpha_a R_a I^2 / h_L S}, \quad (5.13)$$

où R_0 correspond à la résistance de récupération de la sonde à la température T_0 . La tension aux bornes du fil est alors :

$$e_{w,L} = R_{w,L} \times I. \quad (5.14)$$

2. Puis au temps $t = t_0$, la bulle de gaz rencontre le capteur provoquant ainsi une variation brutale du coefficient d'échange convectif qui diminue fortement pour atteindre sa valeur dans le gaz h_G , qui s'écrit (équation 4.6) :

$$h_G = \frac{\lambda_G Nu_{w,G}}{d}. \quad (5.15)$$

où λ_G et $Nu_{w,G}$ correspondent respectivement à la conductivité thermique du gaz (air) et au nombre de Nusselt dans le gaz qui peut également être calculé à l'aide de la corrélation de **Kramers (1946)** (équation 4.11).

En appliquant le bilan thermique instationnaire (équation 4.3) on obtient alors le système différentiel suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Condition initiale : } R_w(t_0) = R_{w,L}, \\ \text{Bilan thermique : } \frac{dR_w}{dt} + \frac{R_w}{\tau_{w,G}} = \frac{h_G S_w R_0}{m_w C_{p,w}} \times \mathcal{H}(t - t_0) \end{array} \right. \quad (5.16)$$

où \mathcal{H} correspond à la fonction échelon et $\tau_{w,G}$ désigne le temps caractéristique associé à l'inertie thermique du fil dans le gaz. Il est défini comme :

$$\tau_{w,G} = \frac{m_w C_{p,w}}{h_G S_w - \alpha_a R_a I^2}. \quad (5.17)$$

La résolution du système différentiel 5.16 conduit à l'expression suivante :

$$R_w(t) = R_{w,L} + (R_{w,G} - R_{w,L}) \times [1 - e^{-(t-t_0)/\tau_{w,G}}] \mathcal{H}(t - t_0) \quad (5.18)$$

où $R_{w,G}$ correspond à la résistance d'équilibre du capteur dans le gaz et s'écrit :

$$R_{w,G} = \frac{R_0}{1 - \alpha_a R_a I^2 / h_G S_w}. \quad (5.19)$$

La tension aux bornes du capteur s'écrit alors :

$$e_w(t) = R_w(t) \times I = e_{w,L} + \Delta e_w \times [1 - e^{-(t-t_0)/\tau_{w,G}}] \times \mathcal{H}(t - t_0), \quad (5.20)$$

où :

$$\Delta e_w = (R_{w,G} - R_{w,L}) \times I. \quad (5.21)$$

Dans le cas de l'essai présenté sur la figure 5.7, la résistance de récupération R_0 , le courant d'alimentation et la vitesse du gaz valent respectivement : $R_0 = 8 \Omega$, $I = 200 \text{ mA}$ et $U_G \sim 1 \text{ m/s}$. En utilisant les équations 4.11, 5.15 et 5.17 on peut alors calculer un ordre de grandeur du temps caractéristique $\tau_{w,G}$ d'environ 70 ms.

Ce temps caractéristique est très grand devant les temps de passage des bulles de gaz observés sur les figures 5.6 et 5.7 qui valent environ 1 ms. Dans ce cadre ($t - t_0 \gg \tau_{w,G}$), l'expression 5.20 se simplifie alors en :

$$e_w(t) = e_{w,L} + \Delta e_w \times \frac{(t - t_0)}{\tau_{w,G}}, \quad (5.22)$$

et la tension aux bornes de la sonde augmente **linéairement** en fonction du temps comme observé expérimentalement sur les figures 5.6 et 5.7,

3. Enfin, au temps $t = t_1$ la bulle quitte la sonde provoquant une brusque augmentation du coefficient d'échange convectif qui reprend sa valeur dans le liquide h_L .

En appliquant le bilan thermique instationnaire sur le fil lorsque celui-ci est plongé dans le liquide, on obtient le système différentiel suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Condition initiale : } R_w(t_1) \\ \text{Bilan thermique : } \frac{dR_w}{dt} + \frac{R_w}{\tau_{w,L}} = \frac{h_L S_w R_0}{m_w C_{p,w}} \mathcal{H}(t - t_1) \end{array} \right. \quad (5.23)$$

où $\tau_{w,L}$ correspond au temps caractéristique associé à l'inertie thermique du capteur dans le liquide et s'écrit comme :

$$\tau_{w,L} = \frac{m_w C_{p,w}}{h_L S_w - \alpha_a R_a I^2}. \quad (5.24)$$

La résolution du système différentiel 5.23 conduit à l'expression suivante :

$$R_w(t) = R_{w,L} + \mathcal{H}(t - t_1) \times [R_w(t_1) - R_{w,L}] \times e^{-(t-t_1)/\tau_{w,L}}, \quad (5.25)$$

et la tension aux bornes du capteur s'écrit alors :

$$e_w(t) = I \times R_w(t) = e_{w,L} + \mathcal{H}(t - t_1) \times [e_w(t_1) - e_{w,L}] \times e^{-(t-t_1)/\tau_{w,L}}, \quad (5.26)$$

La tension aux bornes du capteur diminue donc bien en suivant **une exponentielle décroissante** ainsi qu'observé expérimentalement sur les figures 5.6 et 5.7.

Il est alors possible d'évaluer expérimentalement le temps caractéristique de réponse $\tau_{w,L}$ de la sonde dans le liquide en observant la décroissance du signal après le passage d'une bulle de gaz. Comme présenté sur la figure 5.9 (qui reprend l'exemple de la figure 5.6), ce dernier peut être estimé comme le temps à partir duquel 63% de la décroissance exponentielle est atteinte. Sur cette figure, on évalue alors expérimentalement le temps caractéristique à $\tau_{w,L} \sim 4 \text{ ms}$. La fréquence de coupure associée est alors : $f_c = 1/2\pi\tau_{w,L} \sim 40 \text{ Hz}$.

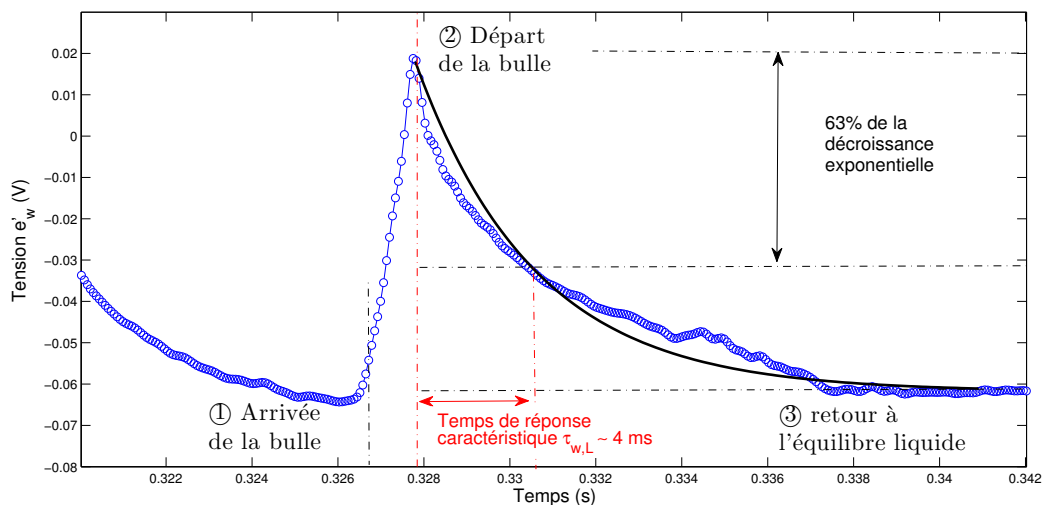


FIGURE 5.9 – Évaluation expérimentale du temps caractéristique de réponse de la sonde dans le liquide $\tau_{w,L}$.

Si l'on compare l'estimation expérimentale de $\tau_{w,L}$ à son estimation théorique que l'on a pu obtenir en utilisant les équations 4.11, 5.11 et 5.24, on montre que l'ordre de grandeur théorique de $\tau_{w,L}$ est d'environ $400 \mu\text{s}$ dans les conditions de l'essai considéré ($R_0 = 8 \Omega$, $I \sim 200 \text{ mA}$ et $U_L = 1 \text{ m/s}$). On constate donc que cette valeur est 10 fois plus faible que la valeur expérimentale. Bruun (1995) mentionne toutefois que ce temps caractéristique en écoulement gaz s'éloigne de sa valeur théorique avec la présence de dépôts à la surface de la sonde. Nous suspectons donc la présence de dépôt à la surface de notre capteur. En outre on peut supposer que le phénomène de démouillage de la sonde ne soit pas instantané et qu'ainsi il puisse y avoir un retard non négligeable au rétablissement de l'échange thermique initial dans le liquide

La fréquence de coupure expérimentale de la sonde à film utilisée dans l'essai est relativement faible ($f_c \sim 40 \text{ Hz}$) et limite ainsi la bande passante de la mesure. Dès lors il apparaît

indispensable d'utiliser la procédure de compensation fréquentielle présentée au chapitre 4, afin d'améliorer la dynamique du système. Grâce à cette méthode on pourra améliorer grandement la procédure de d'obtention de la Fonction Indicatrice de Phase.

Compensation fréquentielle du signal anémométrique obtenu en diphasique

Une comparaison entre le signal de tension mesuré expérimentalement dans le cas de l'essai précédent (*c.f.* figure 5.6) et le même signal compensé en fréquence. Nous y avons également reporté la fonction Indicatrice de Phase déterminée à l'aide de la caméra rapide.

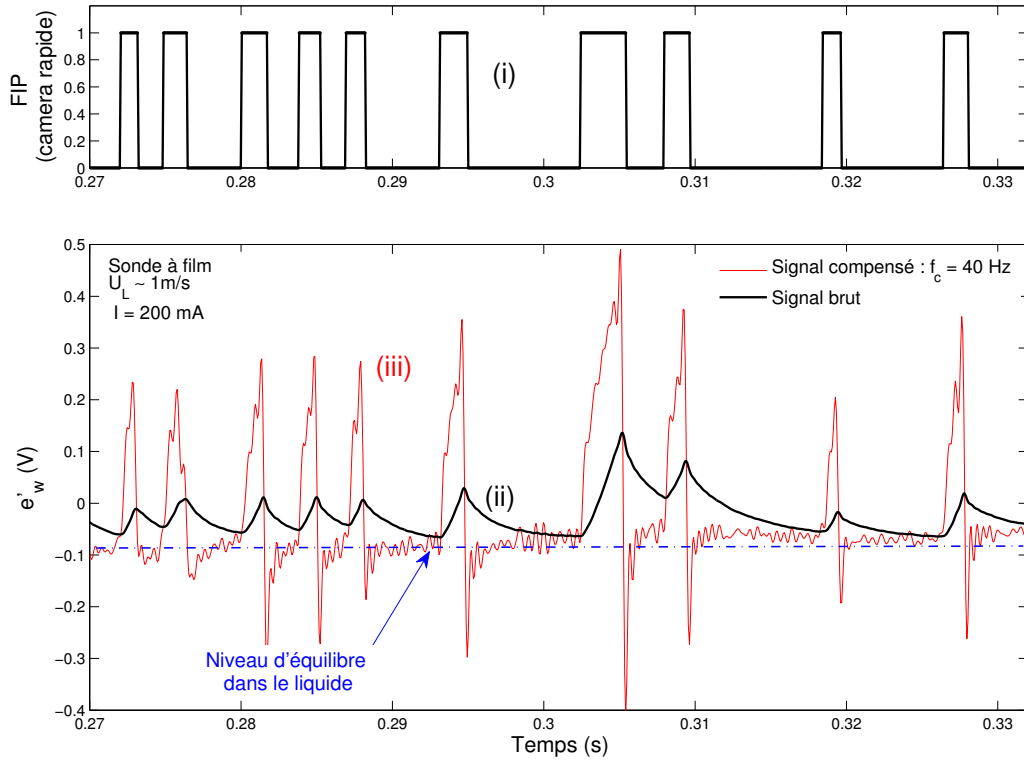


FIGURE 5.10 – Comparaison entre : (i) la Fonction Indicatrice de Phase obtenue à partir de la visualisation par caméra rapide, (ii) le signal de tension anémométrique brut et (iii) le signal compensé numériquement ($f_c = 40 \text{ Hz}$).

La fréquence de compensation f_c utilisée dans la procédure de compensation s'écrit (équation 4.67) :

$$f_c \triangleq \frac{1}{2\pi\tau_{w,L}}. \quad (5.27)$$

où le temps caractéristique $\tau_{w,L}$ est estimé expérimentalement à partir de la décroissance exponentielle du signal de tension après le passage d'une bulle de gaz. Dans le cas de l'essai présenté sur la figure 5.10, la fréquence de compensation utilisée est alors égale à $f_c = 40 \text{ Hz}$.

On peut observer une très nette amélioration de la dynamique du signal. On peut noter que :

- premièrement, l'amplitude des créneaux de tension caractérisant le passage des bulles de gaz augmente, ce qui permet en conséquence une détection phasique plus aisée.
- deuxièmement, on observe également que lorsqu'une bulle de gaz quitte le capteur, le temps de réponse de la sonde, défini comme le temps nécessaire pour que le signal de tension retrouve son niveau d'équilibre dans le liquide, est beaucoup plus faible. Le signal compensé se rapproche ainsi qualitativement de la Fonction Indicatrice de Phase. L'allure générale du signal de tension se rapproche en outre de celle classiquement observée pour les anémomètres à température constante (c.f. figure 5.2).

Sur la figure 5.11 nous avons représenté les densités spectrales de puissance associées aux signaux de tension brute et compensée. Sur cette figure on constate que la procédure de compensation fréquentielle augmente l'énergie du signal de tension pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure de la sonde f_c . Lors de la procédure de compensation nous avons également utilisé un filtre passe bas dont la fréquence de coupure f_{cc} est égale à 2.5kHz, de façon éliminer les bruits électroniques dans une gamme de fréquence qui n'a pas d'intérêt pour l'écoulement que nous étudions.

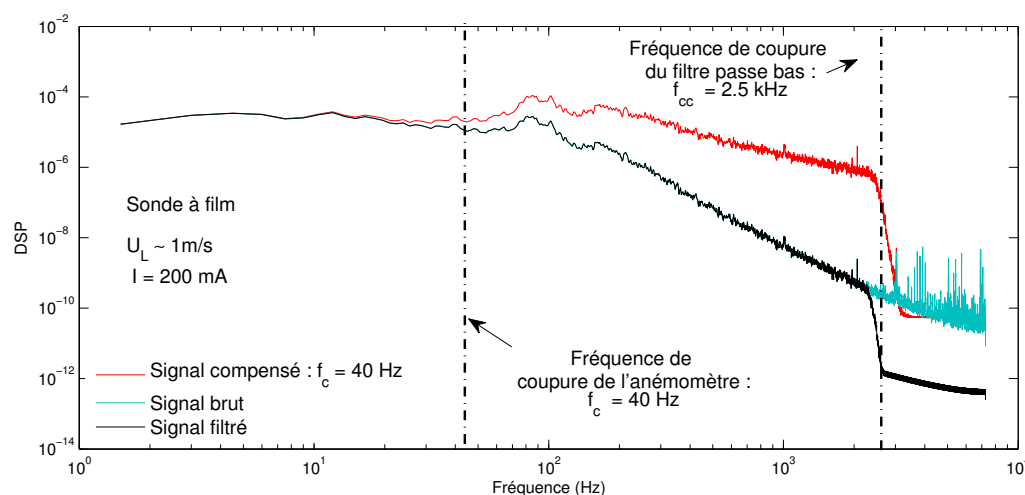


FIGURE 5.11 – Densités spectrales de puissance du signal de tension brut, du signal filtré et du signal compensé.

Enfin, sur la figure 5.12 nous avons représenté les histogrammes des signaux de tension brute et compensée.

Sur cette figure on observe que l'histogramme du signal non compensé ne comporte qu'un seul mode. En revanche lorsque le signal de tension est compensé l'histogramme devient bi-modal et son allure se rapproche de celle observée par Delhaye (1969) dans le cas de l'anémométrie à température constante (c.f. figure 5.3(b)). Le premier mode situé pour les valeurs de tension les plus faibles ($e'_w \leq 0$) est associé au passage du liquide sur le capteur et est centré sur la tension d'équilibre dans le liquide. Le second mode situé pour les valeurs de tension les plus élevées ($e'_w \geq 0$) est associé au passage des bulles de vapeur sur le capteur.

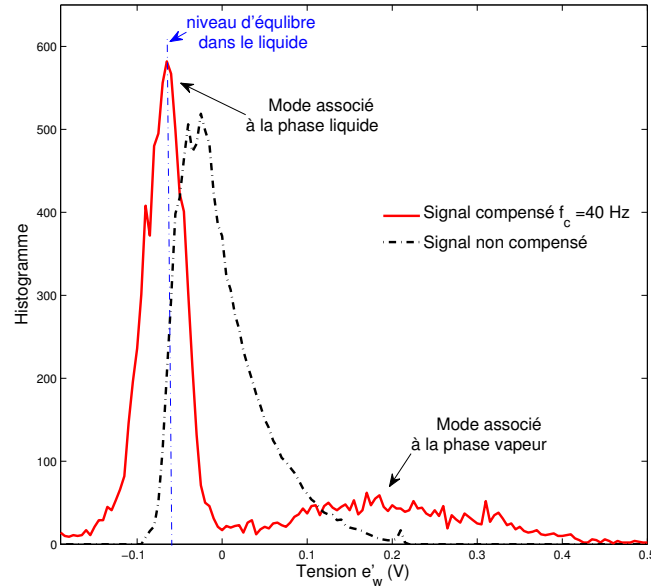


FIGURE 5.12 – Histogrammes des signaux de tension brutes et compensés.

5.3.2 Interaction entre la sonde anémométrique et un écoulement diphasique bouillant

Maintenant que nous avons identifié, en écoulement adiabatique eau/air, les caractéristiques principales de l'interaction entre une bulle et la sonde anémométrique pilotée par anémomètre à courant constant, nous allons étudier cette interaction dans les conditions opérationnelles de l'installation DEBORA (écoulement diphasique bouillant).

La sonde alors utilisée est une sonde à fil de diamètre $d = 2.5 \mu\text{m}$ et de longueur $l = 700 \mu\text{m}$, que nous avons choisi en raison de sa faible intégration spatiale (longueur du fil) et temporelle (diamètre du fil), comparativement au sonde à fil de $5 \mu\text{m}$ de diamètre ou des sondes à film de $70 \mu\text{m}$ de diamètre (et de 1.25 mm de longueur).

Des tests préliminaires ont en particulier montré que les signaux obtenus à l'aide des sondes à film étaient impossibles à interpréter en écoulement bouillant dans le cadre d'une identification phasique, et ce même après avoir été compensés en fréquence. Ceci interdit alors l'utilisation des sondes à film dans le cadre des écoulements bouillants rencontrés dans DEBORA.

La fréquence d'acquisition de l'anémomètre est alors fixée à 60 kHz de façon à bien décrire l'interaction entre les bulles de vapeur et le capteur.

Conditions aux limites bouillantes considérées

Afin de maîtriser les conditions aux limites imposées sur la sonde anémométrique en termes de taux de vide α_G , de fréquence d'interférence f_G et de temps de présence moyen de la phase vapeur $\overline{t_G}$, nous nous plaçons dans le reste du chapitre, dans la condition thermohydraulique suivante :

Position		$r^* = 0$	$r^* = 0.8$
Taux de vide	α_G (%)	4	35
Fréquence d'interception	f_G (Hz)	240	1900
Vitesse gaz	U_G (m/s)	3.7	3.7
Temps de présence vapeur moyen	\overline{t}_G (ms)	0.180	0.190
Temps de présence liquide moyen	\overline{t}_L (ms)	4	0.33

TABLE 5.2 – Conditions aux limites imposées sur la sonde anémométrique lors de l'étude. (mesures réalisées par bi-sonde optique lors d'une campagne précédente : Campagne TESS, Guéguen et al. (2013), essai TG3P14W30Te29).

- une pression $P_s = 14.6$ bar,
- une vitesse massique $G = 2760$ kg/m²/s,
- un flux surfacique $q_P = 200$ kW/m²,
- une température d'entrée $T_e = 29^\circ\text{C}$,
- une longueur chauffante $L_{chauff} = 2.47$ m,
- titre thermodynamique de sortie $X_{eq,s} = 0.009$.

En effet, cette condition d'essai correspond à un essai déjà réalisé dans la banque de données DEBORA (Campagne TESS, Guéguen et al. (2013), essai TG3P14W30Te29), dans laquelle des mesures de topologie d'écoulement ont été réalisées à l'aide d'une bisonde-optique. Les mesures de taux de vide α_G , des temps phasiques moyens \overline{t}_L et \overline{t}_G , de la fréquence d'interférence entre la sonde et l'écoulement f_G , de la vitesse du gaz et du diamètre des bulles sont donc disponibles. La sonde anémométrique est placée soit au centre de la section d'essais en ($r^* = 0$), soit près de la paroi chauffante ($r^* = 0.8$), ce qui permet de lui imposer les conditions aux limites précisées dans le tableau 5.2.

Interaction entre un écoulement bouillant et la sonde anémométrique

La figure 5.13 présente les fluctuations de tension ($e'_w/\overline{e_w}$) normalisées par la valeur moyenne $\overline{e_w}$ et mesurées dans les conditions thermohydrauliques précédentes pour plusieurs coefficients de surchauffe ($a_w = 0.01$, $a_w = 0.04$, $a_w = 0.07$ et $a_w = 0.14$). La sonde a été placée au centre de l'écoulement ($r^* = 0$) et le taux de vide est alors égal à 4% (*c.f.* tableau 5.2). Les signaux présentés sur cette figure n'ont pas été compensés en fréquence.

Parallèlement, nous avons représenté sur la figure 5.14, l'évolution du flux de chaleur

$$q_w = \frac{R_w I^2}{\pi dl} \quad (5.28)$$

échangé entre le fil et l'écoulement (équation 4.68) en fonction du coefficient de surchauffe⁴ (équation 4.14) :

$$a_w = \frac{R_w - R_0}{R_0}. \quad (5.29)$$

4. cette courbe correspond à une courbe de Nukiyama

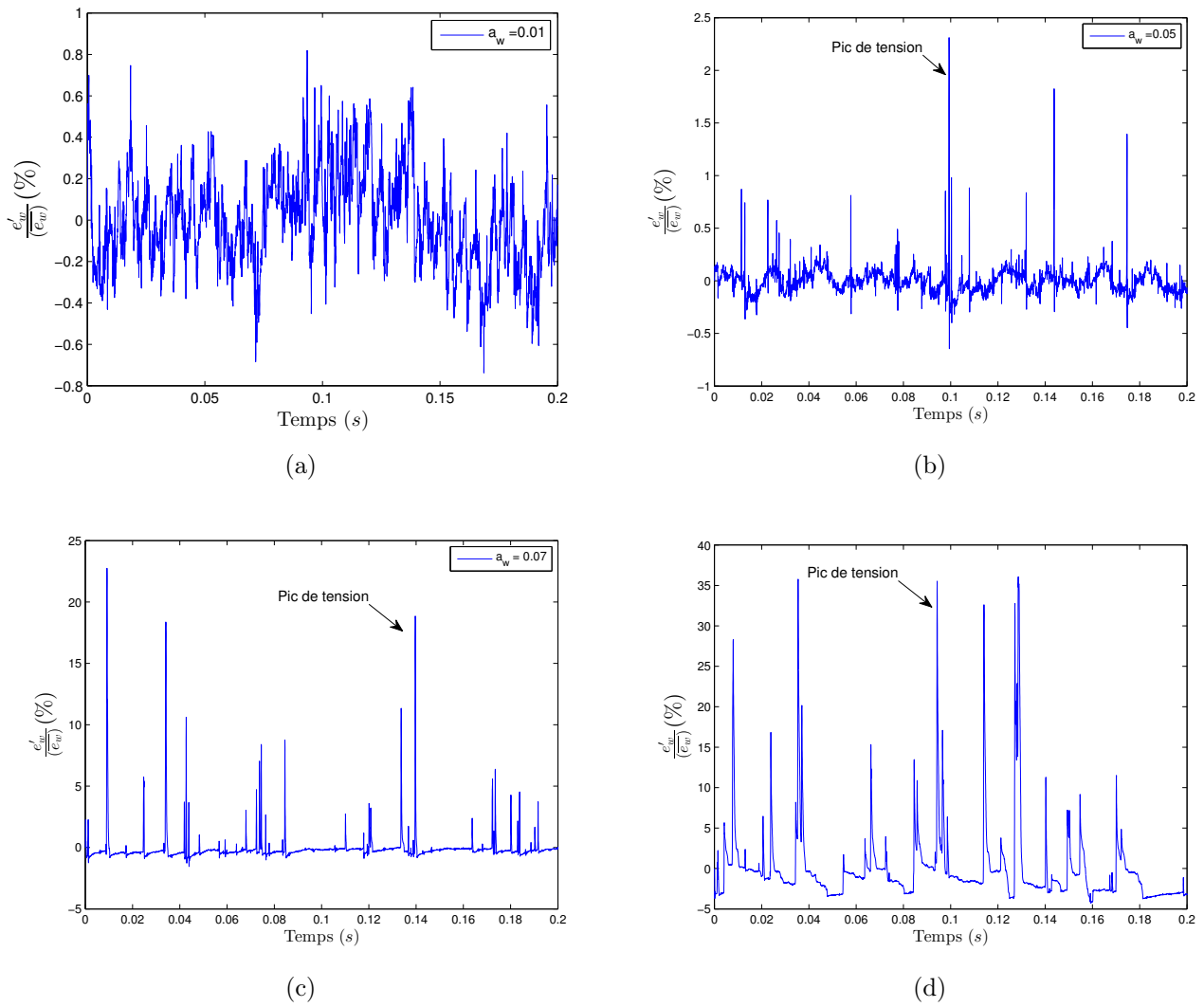


FIGURE 5.13 – Fluctuations de tension $e'_w/\overline{e_w}$ normalisées obtenues pour différents coefficients de surchauffe : (a) $a_w = 0.01$ - (b) $a_w = 0.04$ - (c) $a_w = 0.07$ - (d) $a_w = 0.14$.

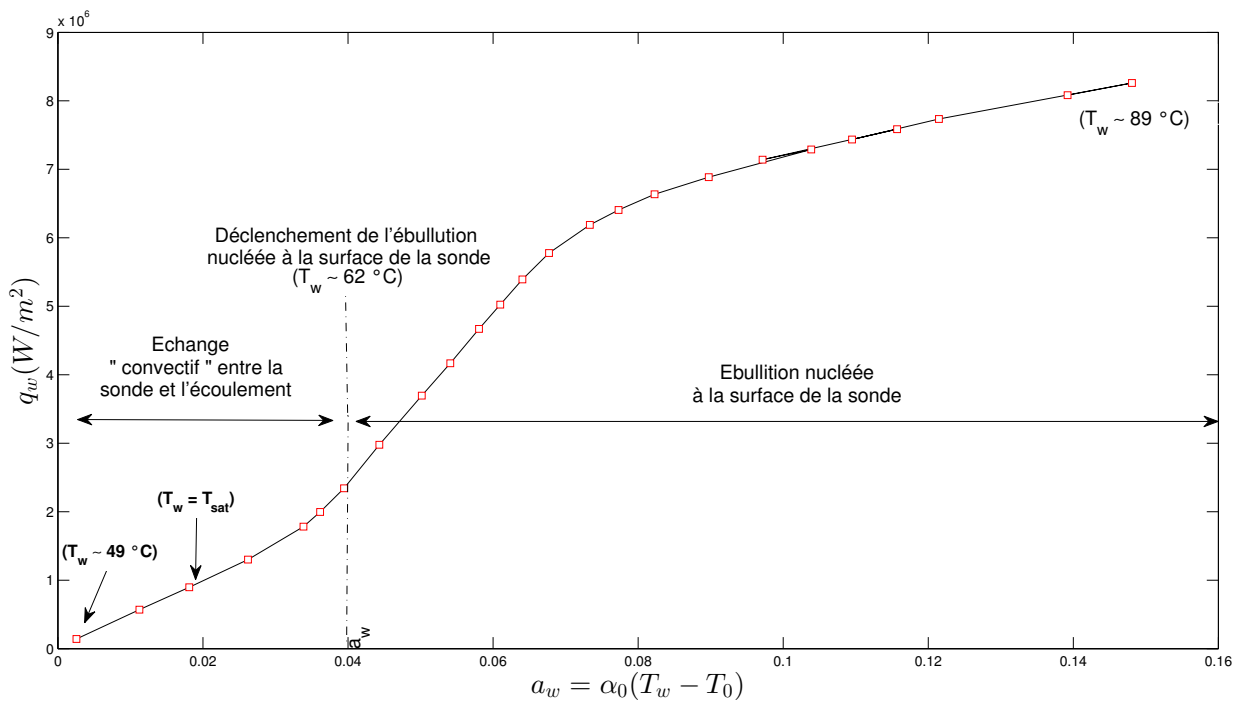


FIGURE 5.14 – Courbe d'ébullition obtenue en écoulement diphasique bouillant.

Ceci permet de qualifier le régime d'échange thermique (convection simple ou ébullition nucléée) associé à chacun des coefficients de surchauffe utilisés dans nos mesure. Sur cette figure, on observe alors que le déclenchement de l'ébullition, qui correspond à la rupture de pente de la courbe, se produit pour un coefficient de surchauffe égal à $a_w = 0.04$. Dans les conditions de notre essai, ceci correspond à une température de fil de 62 °C.

Sur la figure 5.13, on observe que lorsque le coefficient de surchauffe est faible ($a_w = 0.01$, figure 5.13(a)), le passage des bulles de vapeur est difficilement identifiable et reste indissociable du bruit de mesure. Puis lorsque le coefficient de surchauffe augmente, on voit peu à peu apparaître de brusques variations de la tension (pics de tension) qui correspondent au passage des bulles de vapeur (figure 5.13(b)). Une fois que l'ébullition nucléée est atteinte sur le fil, pour a_w supérieur à 0.04, le nombre de pics observés sur la figure 5.13, ainsi que le contraste entre les phases (amplitude des variations de tension) augmente avec le coefficient de surchauffe (figures 5.13(c) et 5.13(d)). Le meilleur contraste est obtenu pour le coefficient de surchauffe le plus élevé ($a_w \sim 0.14$, figure 5.13(d)) où l'amplitude des variations de tension atteint 35 % de la tension moyenne (contre seulement 2% lorsque $a_w = 0.04$).

On a représenté sur la figure 5.15 les densités spectrales de puissance des signaux de tension. Nous avons également reporté sur cette figure les fréquences caractéristiques liées à l'aspect diphasique de l'écoulement, *i.e.* :

- la fréquence définie par $\nu_G = 1/\overline{t_G}$ où $\overline{t_G}$ correspond au temps de présence moyen de la phase vapeur,
- la fréquence définie par $\nu_L = 1/\overline{t_L}$ où $\overline{t_L}$ correspond au temps de présence moyen de la phase liquide.
- la fréquence d'interférence des bulles de vapeur $f_G = 1/(\overline{t_G} + \overline{t_L})$.

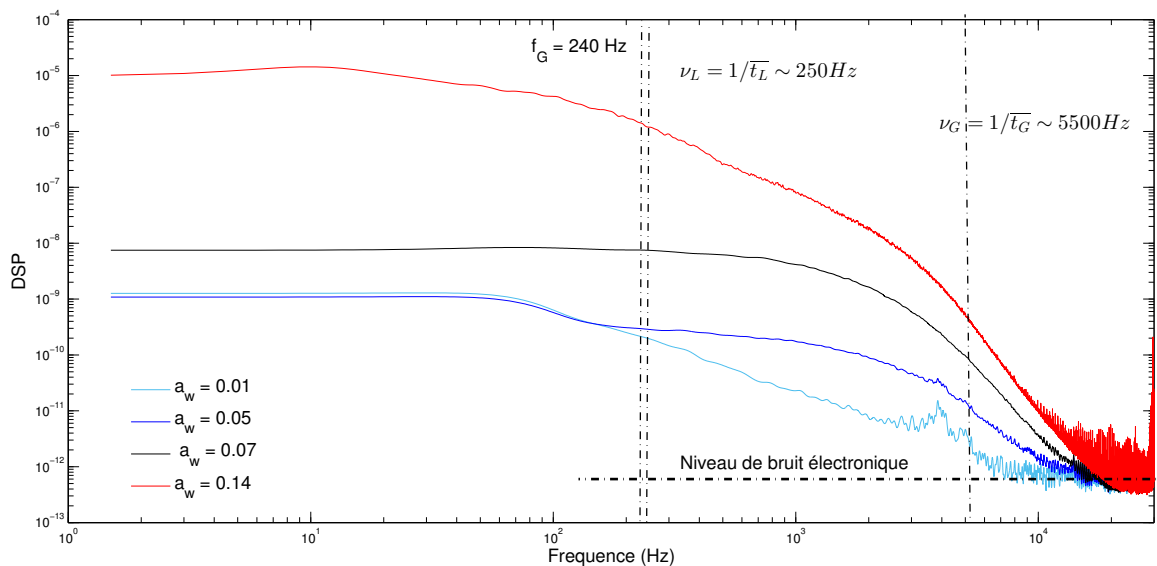


FIGURE 5.15 – Densités spectrales de puissance obtenues pour différents coefficients de surchauffe.

Dans les conditions de l'essai étudié, ces dernières valent respectivement $\nu_G \sim 5.5$ kHz, $\nu_L \sim 250$ kHz et $f_G = 240$ kHz (c.f. tableau 5.2).

On observe ainsi sur chacun des spectres, un plateau à haute fréquence qui correspond au niveau de bruit électronique de l'anémomètre.

Afin d'obtenir un rapport signal sur bruit suffisamment important pour identifier correctement l'interaction entre les bulles de vapeur et la sonde, il faut que ce bruit électronique soit atteint pour une fréquence suffisamment grande devant les fréquences caractéristiques de l'écoulement diphasique ν_G , ν_L et f_G .

Sur la figure 5.15 on constate que pour le coefficient de surchauffe le plus faible ($a_w = 0.01$), le niveau de bruit est atteint pour une fréquence de l'ordre de la fréquence $\nu_G = 1/\overline{t_G}$. Ceci signifie que l'interaction entre les bulles de vapeur et le capteur est alors noyée dans le bruit de mesure (*i.e.* le rapport signal sur bruit est trop faible). En revanche, lorsque le coefficient de surchauffe augmente le niveau du bruit est atteint pour des fréquences qui s'éloignent de plus en plus de la fréquence ν_G . Ainsi pour l'essai $a_w = 0.14$, le niveau de puissance associé à la fréquence ν_G est trois décades au dessus du bruit de mesure. La distinction phasique est alors d'autant plus aisée (en terme de rapport signal sur bruit) que le coefficient de surchauffe est grand.

On retrouve donc d'un point de vue fréquentiel, les comportements précédemment observés sur les signaux temporels (*c.f.* figure 5.13) : *i.e.* les conditions les plus favorables pour la distinction phasique sont donc obtenues pour les coefficients de surchauffes les plus élevés qui correspondent à des conditions où l'ébullition nucléée est atteinte sur le fil ($a_w = 0.07$ ou $a_w = 0.14$).

Afin de mieux caractériser l'interaction entre une bulle de vapeur et la sonde, nous avons isolé l'un des pics de tension observé pour la condition $a_w = 0.07$, condition pour laquelle l'ébullition nucléée est déclenchée sur le capteur. Le signal correspondant est normalisé par la tension moyenne et est représenté sur la figure 5.16.

On constate que ce dernier présente des caractéristiques très semblables à celles précédemment observées dans le cas diphasique adiabatique lors du passage d'une bulle d'air, et ce, même si l'ébullition nucléée est déclenchée à la surface de la sonde. On observe ainsi une augmentation quasi-linéaire de la tension suivi par une décroissance exponentielle de cette dernière. Par analogie avec le cas adiabatique, nous assimilons donc ces deux comportements respectivement au passage de la bulle de vapeur sur le capteur et au refroidissement du fil après le départ de la bulle.

On notera également, que comme dans le cas adiabatique, on peut déterminer expérimentalement le temps caractéristique de réponse $\tau_{w,L}$ en observant la décroissance exponentielle du signal de tension, comme indiqué précédemment sur la figure 5.9.

Dans l'exemple présenté sur la figure 5.16, ce temps caractéristique vaut alors environ $150 \mu\text{s}$, ce qui correspond à une fréquence de coupure du fil chaud de $f_c = 1/2\pi\tau_{w,L} \sim 1$ kHz.

En utilisant la définition théorique du temps caractéristique de réponse du fil dans le

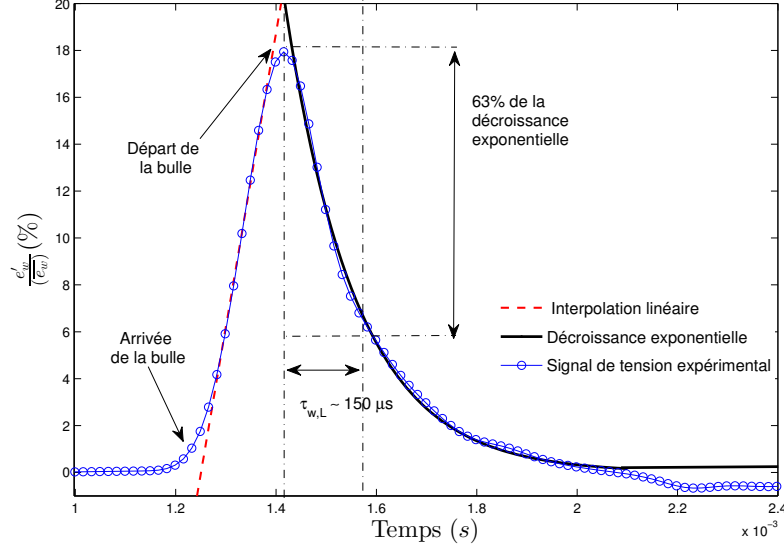


FIGURE 5.16 – Variation de tension relative provoquée par le passage d’une bulle de vapeur pour l’essai correspondant à $a_w = 0.07$.

liquide (équation 5.24)

$$\tau_{w,L} = \frac{m_w C p_w}{h_L S_w - \alpha_a R_a I^2}, \quad (5.30)$$

on calcule que pour l’essai considéré ce temps de réponse est théoriquement de l’ordre est de $15 \mu s$, ce qui est 10 fois plus faible que la valeur déterminée expérimentalement. Ce comportement avait déjà été observé sur la boucle BBORA pour des écoulements eau/air. Comme dans ce dernier cas, il peut s’expliquer par la formation de dépôts à la surface du capteur qui ont tendance à augmenter l’inertie thermique du fil.

La fréquence de coupure mesurée expérimentalement étant relativement faible ($f_c = 1 kHz$), en particulier devant la fréquence $\nu_G = 5.5 kHz$, nous allons devoir utiliser la compensation fréquentielle afin d’améliorer la dynamique du signal et ainsi pouvoir faciliter la discrimination phasique. L’influence de la procédure de compensation fréquentielle sur l’exemple précédent ($a_w = 0.07$) est présentée sur la figure 5.17. La fréquence de compensation a été fixée à $f_c = 1 kHz$. On constate que la procédure de compensation fréquentielle entraîne alors les mêmes améliorations que celles observées en écoulement adiabatique, *i.e.* :

- l’amplitude de la variation de tension provoquée par l’interaction entre le capteur et la bulle de vapeur augmente,
- suite au passage de la bulle de vapeur, le signal compensé atteint rapidement le niveau d’équilibre dans le liquide après un léger dépassement.

Nous avons également testé la procédure de compensation fréquentielle sur le signal obtenu à bas coefficient de surchauffe ($a_w = 0.01$), sur lequel nous n’avons pas réussi à identifier les interactions des bulles de vapeur avec la sonde (figure 5.13(a)). La fréquence de compensation a également été fixée à $1 kHz$. Le résultat obtenu est présenté sur la figure 5.18. On

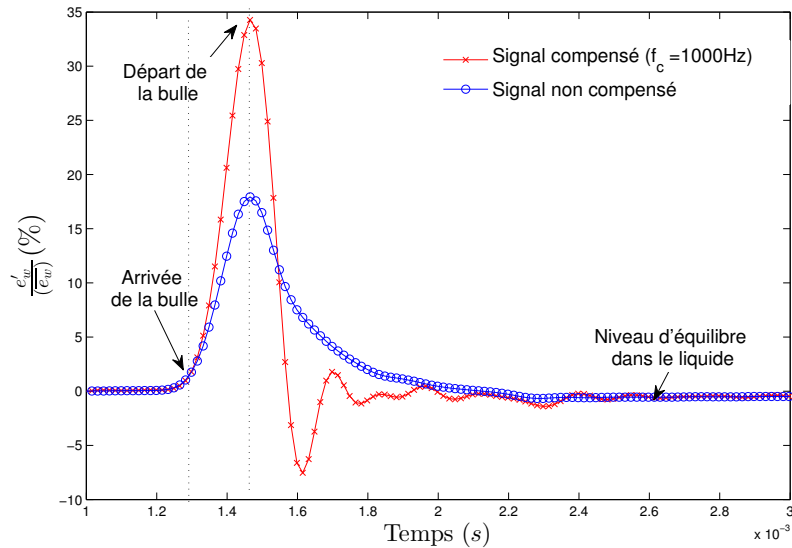


FIGURE 5.17 – Influence de la compensation fréquentielle sur la variation de tension relative provoquée par le passage d’une bulle de vapeur pour l’essai correspondant à $a_w = 0.07$.

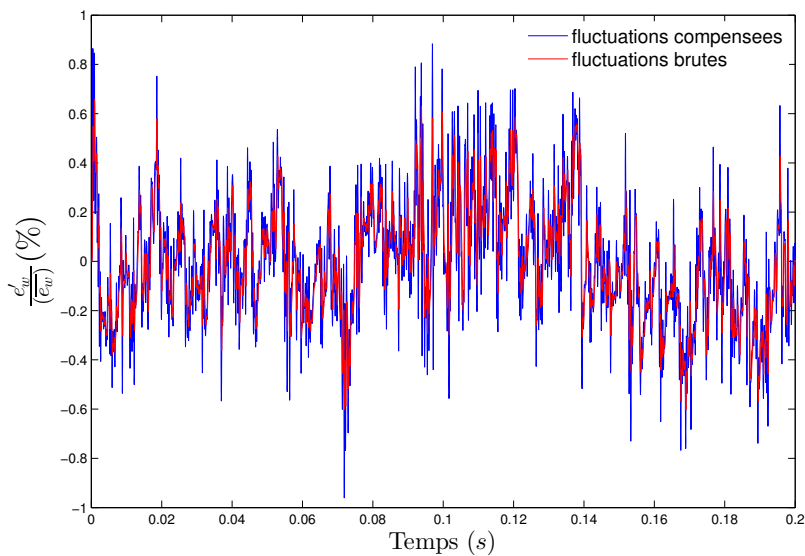


FIGURE 5.18 – Influence de la compensation fréquentielle sur la tension relative provoquée par le passage d’une bulle de vapeur pour l’essai correspondant à $a_w = 0.01$.

constate que la compensation fréquentielle a peu d’influence sur le signal. On ne voit en particulier pas apparaître de variations de tension aisément associables au passage d’inclusions de vapeur. Nous attribuons cette absence d’amélioration au faible rapport signal sur bruit sur le signal d’origine. Ceci confirme la nécessité de fonctionner avec le coefficient de surchauffe le plus important possible, même après application de la procédure de compensation fréquentielle.

Conclusion sur la caractérisation du signal diphasique

L'étude précédente montre qu'en écoulement bouillant, il est nécessaire de déclencher l'ébullition nucléée à la surface du capteur afin d'obtenir des signaux exploitables dans le cadre d'une procédure de discrimination phasique. S'il est envisageable d'effectuer la mesure de taux de vide dans ces conditions (à l'instar de ce que fait [Dix \(1971\)](#) dans sa thèse), il semble en revanche *a priori* inconcevable de réaliser les mesures de vitesse ou de température de cette manière car, comme nous l'avons vu au chapitre 4, ces mesures reposent sur l'hypothèse d'un échange thermique purement convectif entre le capteur et son environnement.

Par conséquent, et pour répondre à ce constat, nous avons décidé de développer une méthodologie de mesure en deux étapes afin de réaliser les mesures en écoulement diphasique bouillant :

- (i) **une première étape**, dans laquelle l'ébullition à la surface du fil sera autorisée afin de mesurer la Fonction Indicatrice de Phase et d'en déduire le taux de vide α_G ,
- (ii) **une seconde étape**, afin de mesurer la vitesse U_L et la température liquide T_L , étape pour laquelle nous avons développé une procédure spécifique ne reposant pas sur l'utilisation de la Fonction Indicatrice de Phase, puisqu'on interdit l'ébullition à la surface du capteur pour ces mesures. La procédure développée dans cette seconde étape nécessite néanmoins de connaître au préalable la valeur du taux de vide. Les deux étapes de mesure sont donc complémentaires.

5.4 Méthodologie de mesure en écoulement bouillant

5.4.1 Méthodologie pour la mesure de taux de vide

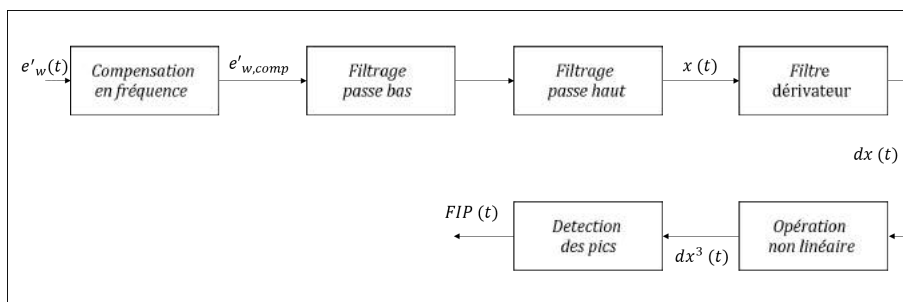


FIGURE 5.19 – Schéma de principe de l'algorithme de distinction phasique.

Cette section présente le développement d'un algorithme de discrimination phasique permettant d'accéder à la Fonction Indicatrice de Phase à partir des signaux anémométriques et d'en déduire le taux de vide α_G . Dans ce cadre, conformément aux observations réalisées précédemment, les mesures sont effectuées en autorisant l'ébullition nucléée sur le fil, puis

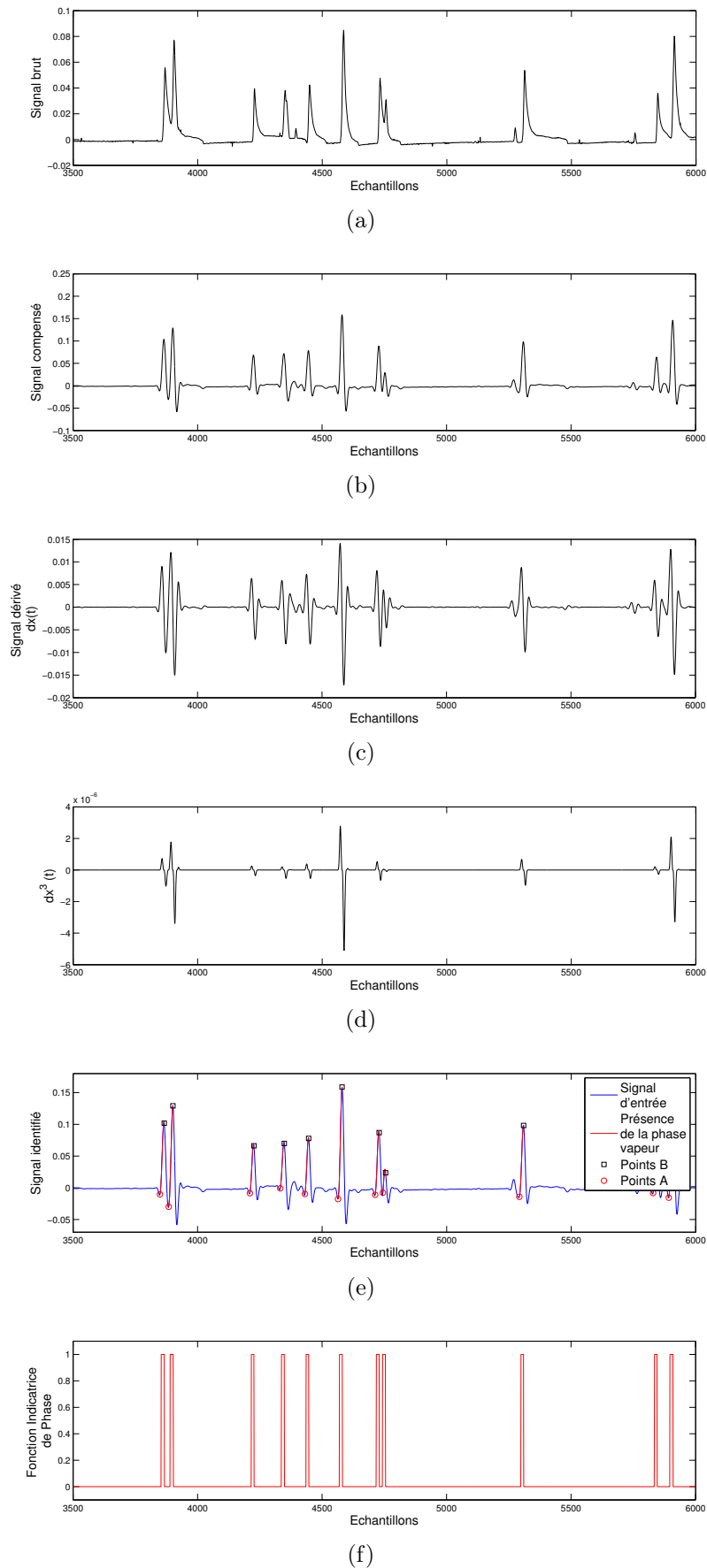


FIGURE 5.20 – Signaux à différentes phases de l’algorithme de distinction phasique : (a) signal brut - (b) signal compensé en fréquence - (c) dérivé du signal de tension, $dx(t)$ - (d) signal après l’opération non linéaire $dx^3(t)$ - (e) Identification de l’arrivée et du départ des bulles de vapeur - (f) Fonction Indicatrice de Phase obtenue.

sont compensées en fréquence (en utilisant la valeur de la fréquence de coupure f_c déterminée expérimentalement).

principe de l'algorithme

Le schéma de principe de l'algorithme de discrimination phasique alors développé est présenté sur la figure 5.19. Cet algorithme repose sur le seuillage du signal de tension anémométrique. Nous en détaillons ici les étapes principales. La figure 5.20 présente un exemple de signal associé aux différentes phases du traitement.

En entrée d'algorithme, le signal est filtré à l'aide d'un filtre passe bande qui est composé d'un filtre passe haut (de fréquence de coupure 50Hz) et d'un filtre passe bas (de fréquence de coupure 10kHz) placés en cascade et qui permettent d'éliminer le bruit haute fréquence et les fluctuations de tension à basse fréquence (figure 5.20(b)). On calcule ensuite la dérivée du signal à l'aide d'un filtre dérivateur (figure 5.20(c)), puis nous élevons la dérivée au cube afin d'augmenter le contraste, tout en conservant le signe. Cette opération est effectuée point par point et permet d'obtenir le signal que nous noterons $dx^3(t)$ (figure 5.20(d)).

Sur la figure 5.21, on a tracé l'évolution du cube de la dérivée du signal de tension dx^3 . Les phases d'arrivée et de départ d'une bulle de vapeur correspondent à des variations brutales de cette dérivée. Elles sont identifiées à l'aide de deux seuils notés s_A et s_B . L'arrivée de la bulle sera considérée comme effective dès que le seuil s_A est atteint, et le départ de la bulle correspondra au seuil s_B .

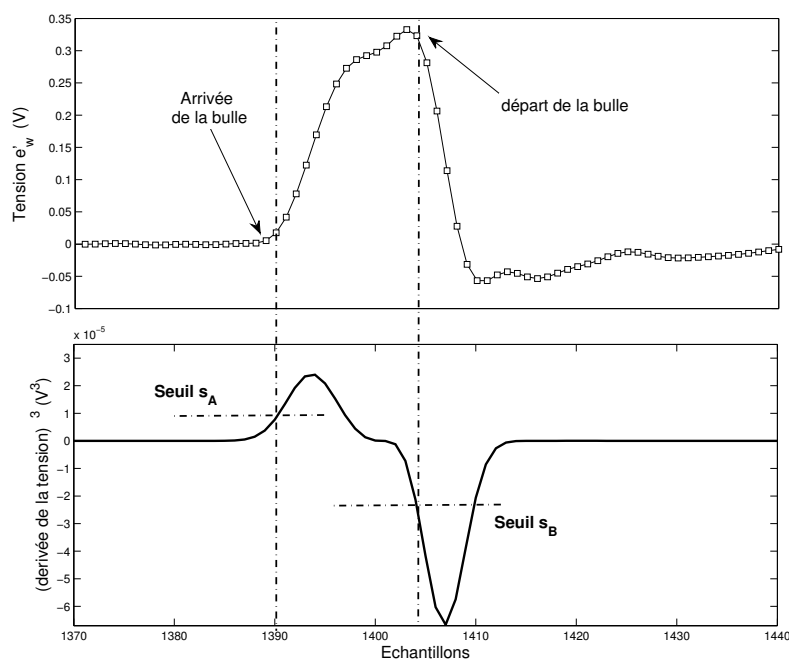


FIGURE 5.21 – Définition des seuils de détection s_A et s_B sur le signal dx^3 .

Le choix des seuils s_A et s_B est déterminant pour la discrimination phasique. Par exemple,

si le seuil s_A est choisi trop grand l'algorithme ne détectera aucune bulle. Si au contraire, il est choisi trop faible, l'algorithme détectera beaucoup plus de bulles qu'il n'y en a en réalité. Les expressions suivantes ont alors été retenues pour le choix des seuils :

$$\begin{cases} s_A = \max [dx^3(t)] \times \delta \\ s_B = \min [dx^3(t)] \times \delta \end{cases} \quad (5.31)$$

où δ est un paramètre ajustable. Cette approche permet d'adapter automatiquement les seuils s_A et s_B au signal étudié en ne faisant intervenir qu'un seul paramètre d'ajustement. Par défaut ce paramètre sera pris égal à 10^{-4} et nous caractériserons ultérieurement son influence sur le taux de vide mesuré.

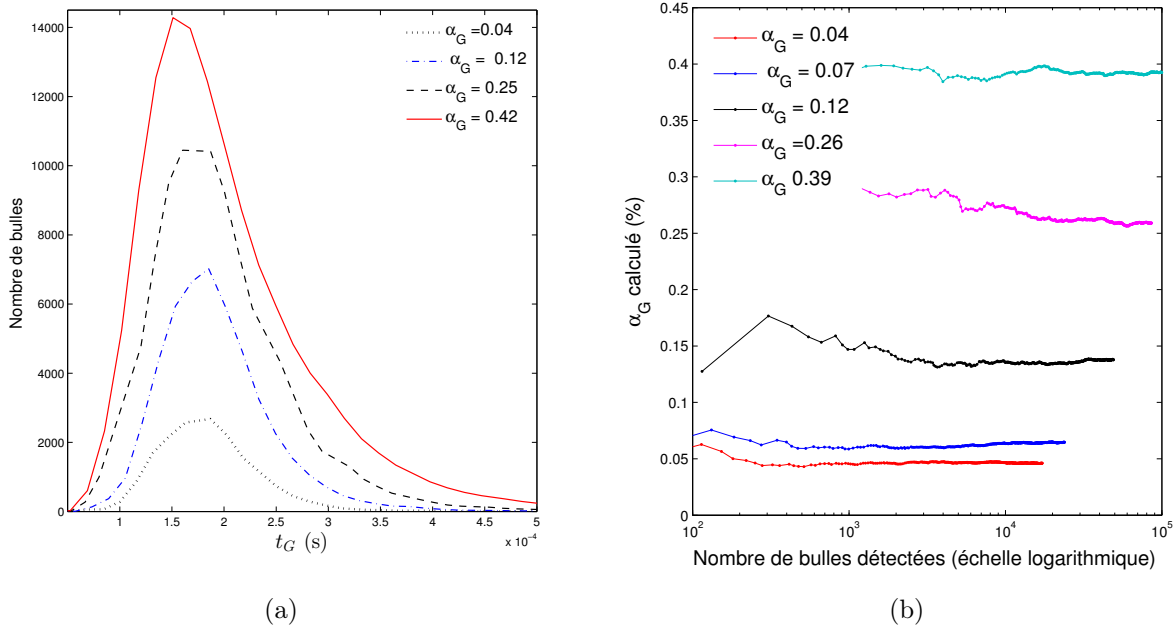


FIGURE 5.22 – (a) Exemple d'histogrammes de temps vapeur obtenus pour différentes valeurs de taux de vide - (b) Exemple de vérification de la convergence des mesures de taux de vide.

Une fois cette procédure mise en œuvre, on obtient la Fonction Indicatrice de Phase (figure 5.20(f)) dont l'analyse permet alors de déterminer l'histogramme des temps de présence vapeur (figure 5.22(a)), la fréquence d'interférence des bulles avec le capteur f_G , le temps de présence moyen des bulles de vapeur $\overline{t_G}$ ainsi que le taux de vide α_G (défini par l'équation 5.1).

On vérifie alors que la mesure du taux de vide ainsi déterminé est statistiquement convergée en traçant l'évolution du taux de vide en fonction du nombre de bulles détectées comme présenté sur la figure 5.22(b). En pratique, on constate qu'il est nécessaire de disposer de 10^4 échantillons pour avoir une mesure convergée.

Étude de sensibilité de l'algorithme aux paramètres d'entrée

Le coefficient de surchauffe a_w et le seuil de discrimination δ sont des paramètres d'entrée de l'algorithme qui influencent *a priori* la discrimination phasique et peuvent donc impacter la valeur de taux de vide mesurée.

Afin de garantir la fiabilité des mesures de taux de vide que nous réaliserons ultérieurement, nous avons donc cherché à caractériser l'influence de ces deux paramètres sur les grandeurs d'intérêts suivantes : le temps de présence moyen de la phase vapeur $\overline{t_G}$, la fréquence d'interférence f_G et le taux de vide α_G mesuré.

Pour cette étude nous nous plaçons dans les mêmes conditions aux limites thermohydrauliques qu'au paragraphe 5.3.2. La sonde anémométrique est cette fois placée en $r^* = 0.8$, ce qui permet d'imposer un taux de vide $\alpha_G = 35\%$, une fréquence d'interférence entre les bulles et le capteur $f_G = 1900$ Hz et un temps de présence moyen des bulles de vapeur $\overline{t_G} = 190$ μs (*c.f.* tableau 5.2). Nous rappelons que dans cet essai l'ébullition nucléée se déclenche à la surface du capteur pour un coefficient de surchauffe qui vaut $a_w \sim 0.04$.

Influence du seuil de discrimination choisi

Sur la figure 5.23(a), nous avons tracé l'évolution du taux de vide calculé pour différentes valeurs du seuil δ (équation 5.31).

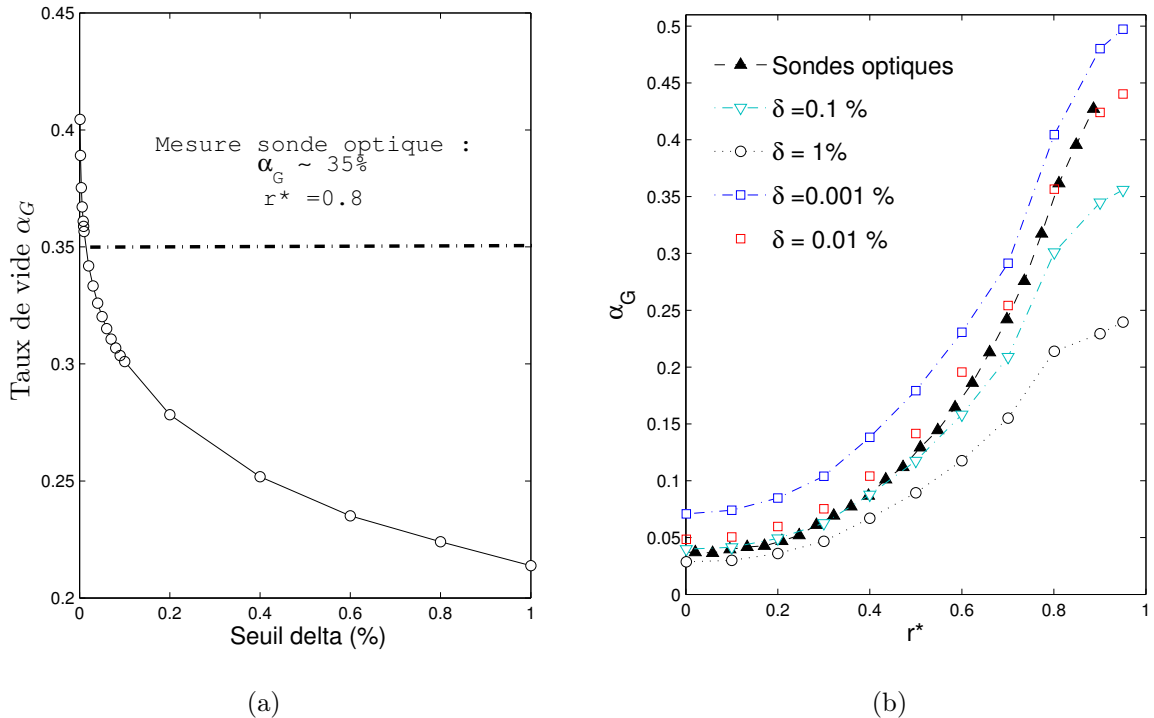


FIGURE 5.23 – Influence du seuil δ (équation 5.31) sur le taux de vide calculé par l'algorithme en $r^* = 0.8$ ($\alpha_G \sim 35\%$, figure (a)), ainsi que sur le profil de taux de vide (figure (b)).

Le coefficient de surchauffe et la fréquence de compensation sont respectivement fixés à $a_w \sim 0.14$ (l'ébullition est donc déclenchée à la surface de la sonde) et $f_c = 1000$ Hz.

Sur cette figure, on constate alors que la mesure du taux de vide est très dépendante du seuil δ et que pour retrouver la valeur du taux de vide mesurée par la sonde optique il faut fixer cette valeur de seuil à $\delta \sim 10^{-4}$.

Afin de vérifier que cette valeur optimale du seuil δ ne dépend pas du taux de vide nous avons comparé les profils radiaux de taux de vide obtenus pour les conditions thermohydrauliques précédentes et pour différentes valeurs de seuil avec le profil mesuré par sonde optique (figure 5.23(b)). On constate que la valeur $\delta = 10^{-4}$ correspond bien à la valeur de seuil pour laquelle le profil de taux de vide est le mieux reproduit :

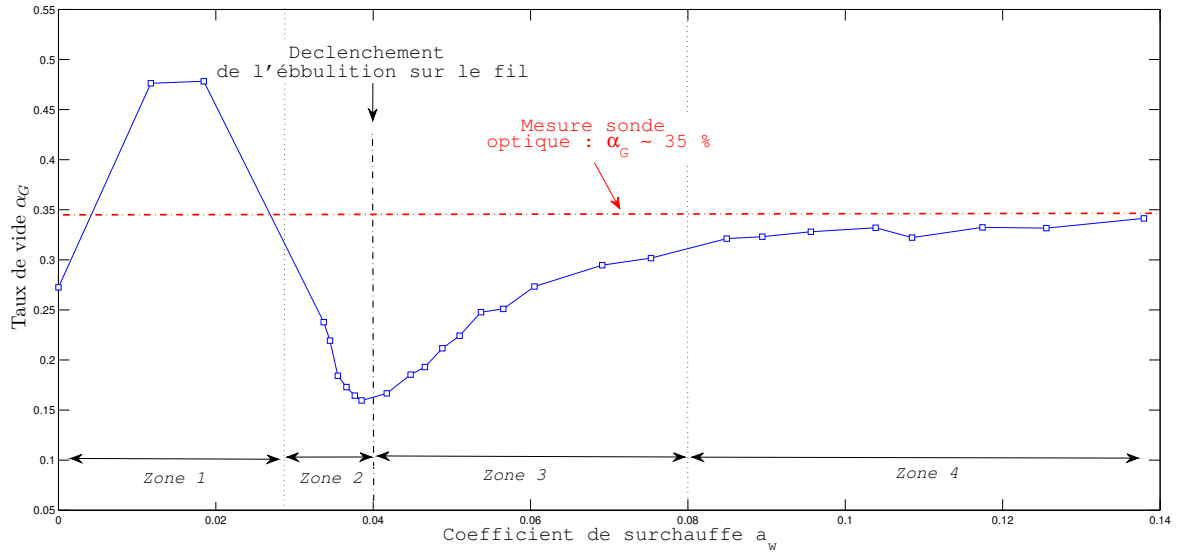
- si on choisit δ supérieur à cette valeur, on sous-estime le taux de vide, en particulier dans les zones à fort taux de vide,
- si on choisit δ inférieur à cette valeur, on sur-estime le taux de vide sur l'ensemble du rayon.

Influence du coefficient de surchauffe

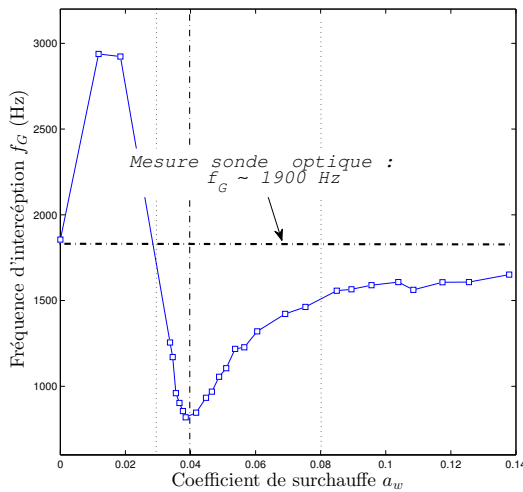
Les figures 5.24(a), 5.24(b) et 5.24(c) présentent respectivement l'évolution du taux de vide, de la fréquence d'interférence f_G ainsi que du temps présence moyen de la vapeur $\overline{t_G}$ en fonction du coefficient de surchauffe atteint lors de la mesure.

Sur ces courbes, on distingue quatre zones qui dépendent du coefficient de surchauffe :

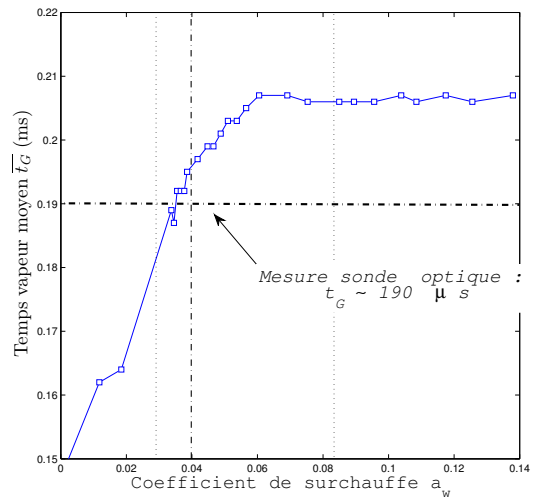
1. **une première zone pour** $a_w \leq 0.03$ dans laquelle le taux de vide et la fréquence d'interférence sont très largement surestimés par l'algorithme. Cette zone correspond en effet à un rapport signal sur bruit trop faible pour que l'interaction entre les bulles de vapeur et le capteur soit correctement identifiable.
2. **une seconde zone pour** $0.03 < a_w \leq 0.04$ dans laquelle le taux de vide et la fréquence d'interférence calculés diminuent progressivement avec l'augmentation du coefficient de surchauffe. Parallèlement, le temps de présence vapeur augmente, ce qui signifie que le nombre de fausses détections (*i.e.* détections qui ne correspondent pas à des bulles) diminue en comparaison du nombre de vraies détections,
3. **une troisième zone pour** $0.04 < a_w \leq 0.08$, dans laquelle le taux de vide et la fréquence d'interception calculés augmentent progressivement. En revanche, le temps de présence vapeur se stabilise à une valeur ($\overline{t_G} \sim 210\mu s$, figure 5.24(c)) proche du temps de vapeur moyen mesuré par sonde optique ($\overline{t_G} \sim 190 \mu s$). Ce comportement peut s'interpréter comme suit :
 - l'algorithme ne détecte maintenant que des passages de bulles (*i.e.* le temps moyen de vapeur mesuré est constant),
 - mais certaines bulles provoquent des fluctuations de tension encore trop faibles pour être détectées (*i.e.* croissance de la fréquence d'interférence).
4. **une dernière zone pour** $0.08 < a_w$ dans laquelle le temps moyen de présence vapeur, la fréquence d'interférence et le taux de vide se stabilisent autour de valeurs proches de celles mesurées par les sondes optiques. La mesure du taux de vide ne dépend alors plus du coefficient de surchauffe.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 5.24 – Influence du coefficient de surchauffe a_w sur : (a) le taux de vide, (b) la fréquence d'interférence f_G et (c) le temps de présence vapeur t_G déterminés par l'algorithme.

Conclusions de l'étude de sensibilité

L'étude de sensibilité précédente montre que le seuil de discrimination δ (dont la valeur sera fixée à $\delta = 10^{-4}$ dans la suite de cette étude) ainsi que le coefficient de surchauffe atteint durant la mesure sont des paramètres très sensibles pour la mesure du taux de vide. On constate en particulier qu'il est nécessaire de se placer à des coefficients de surchauffe supérieurs à 0.08 pour obtenir une mesure du taux de vide convergée (pour l'essai analysé), ce qui engendre l'ébullition à la surface du capteur. Ce résultat confirme également que la détermination précise de la Fonction Indicatrice de Phase ne peut se faire qu'en déclenchant l'ébullition sur le capteur.

L'algorithme de seuillage développé dans ce paragraphe ne peut donc pas être utilisé pour discriminer les phases lors des mesures de vitesse et de température liquide, qui nécessitent l'absence d'ébullition à la surface du capteur.

5.4.2 Méthodologie pour la mesure de la vitesse et de la température du liquide

Suite au constat réalisé dans le paragraphe précédent, nous établissons ici une procédure de discrimination phasique alternative permettant de déterminer les caractéristiques du liquide sans recourir à la Fonction Indicatrice de Phase. L'objectif de cette procédure est d'accéder, pour n'importe quelle surchauffe, à la tension d'équilibre de la sonde dans le liquide $e_{w,L}$, ainsi qu'à la variance associée $\overline{e'_{w,L}}^2$. Ceci permettra d'appliquer directement les procédures de mesures monophasiques développées au chapitre 4 (droite $R_w = f(R_w I^2 / \lambda)$ et diagramme des fluctuations).

La méthodologie proposée repose sur l'utilisation de l'histogramme des tensions anémométriques et s'inspire des travaux de [Delhaye \(1969\)](#) (*c.f.* paragraphe 5.2.2).

histogrammes de tension

Une première étape dans le développement de la procédure a consisté à caractériser l'allure des histogrammes de tension obtenus en écoulement diphasique bouillant. Sur la figure 5.25, nous avons donc tracé l'histogramme de tension mesuré pour l'essai précédent ($r^* = 0.8$, $\alpha_G \approx 35\%$, *c.f.* tableau 5.2) ainsi que le signal temporel $e_w(t)$ associé .

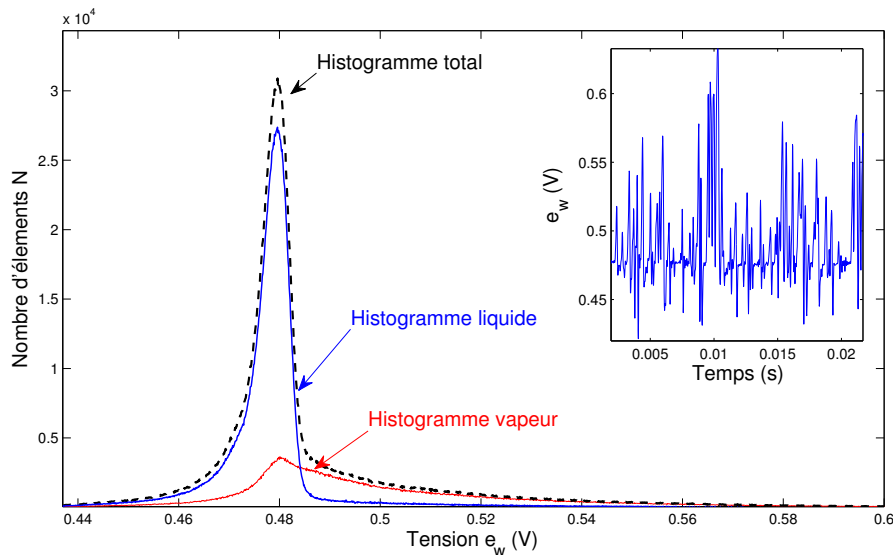


FIGURE 5.25 – Histogrammes de tension obtenus pour $a_w = 0.08$ (ébullition nucléée à la surface du capteur)

Le signal a été compensé en fréquence ($f_c = 1kHz$) et le coefficient de surchauffe a été fixé à $a_w = 0.08$ (ébullition sur le capteur). Ceci permet d'obtenir de manière précise la Fonction Indicatrice de Phase conformément à la procédure établie au paragraphe précédent. On peut

alors en déduire les histogrammes de tension associés à la présence du liquide ou de la vapeur sur le capteur que nous avons également reportés sur la figure 5.25.

Sur cette figure, on constate que contrairement aux observations réalisées par Delhaye (1969) en eau/air (*c.f.* figure 5.3), l'histogramme total ne comporte qu'un seul mode qui résulte de la superposition des histogrammes liquide et vapeur. Il est asymétrique et s'étale vers les valeurs de tensions les plus élevées. Si l'on calcule le rapport entre la surface occupée par l'histogramme vapeur et celle occupée par l'histogramme total, on obtient la valeur 0.34. Cette valeur est très proche du taux de vide α_G obtenu à l'aide de l'algorithme de seuillage ($\alpha_G \approx 0.35$). Ceci confirme que le taux de vide peut être déterminé à partir du rapport entre les surfaces occupées par l'histogramme vapeur et l'histogramme total, comme le suggère Delhaye (1969), .

Les résultats présentés sur la figure 5.25 ayant été obtenus en l'ébullition à la surface le capteur⁵, nous allons maintenant étudier l'allure des histogrammes obtenus pour des coefficients de surchauffe plus faibles. Ainsi, on a représenté sur la figure 5.26, les histogrammes mesurés pour trois coefficients de surchauffes différents $a_w = 0.01$, $a_w = 0.02$ et $a_w = 0.03$, qui ont été choisis suffisamment faibles (inférieurs à $a_w = 0.04$) afin d'éviter l'ébullition à la surface du capteur.

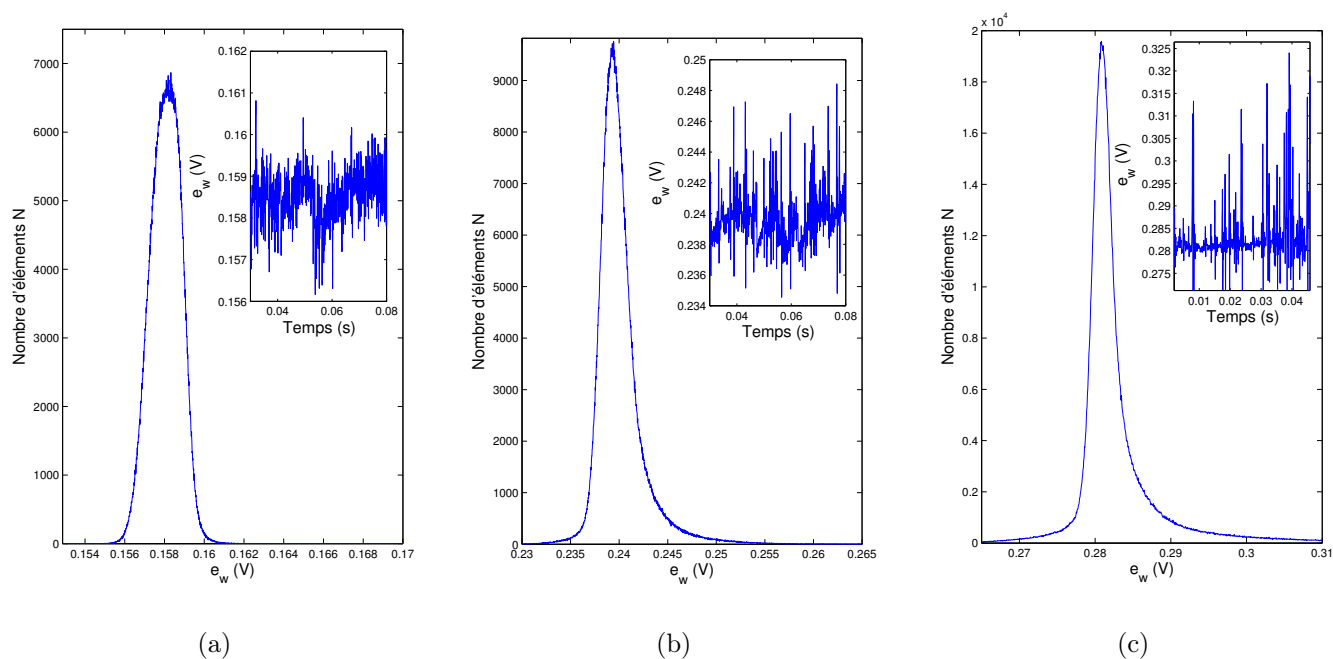


FIGURE 5.26 – Histogrammes de tension (compensés en fréquence) obtenus pour trois coefficients de surchauffe différents : (a) $a_w = 0.01$ - (b) - $a_w = 0.02$ - (c) $a_w = 0.03$.

Sur cette figure on observe que lorsque le coefficient de surchauffe augmente, l'amplitude et le nombre des variations de tension associées à l'interaction entre le bulle et le capteur augmentent, ce qui a pour conséquence de déformer les histogrammes de tension qui de-

5. ce que nous cherchons à éviter lors de la mesure de vitesse et de température

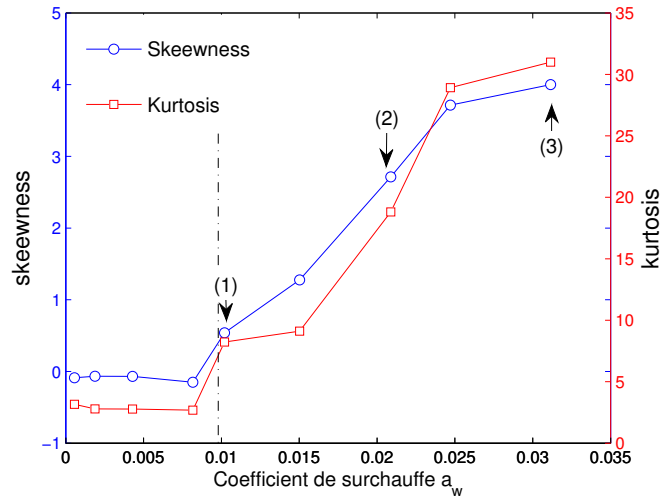


FIGURE 5.27 – Évolution des coefficients d'aplatissement (kurtosis) et d'asymétrie (skeewness) en fonction du coefficient de surchauffe. Les points (1), (2) et (3) correspondent respectivement aux figures 5.26(a), 5.26(b) et 5.26(c).

viennent de plus en plus asymétriques et s'étalent vers les valeurs de tension les plus élevées (asymétrie positive). On constate en particulier que l'allure de l'histogramme obtenu pour $a_w = 0.03$ (figure 5.26(c)) est très similaire à celle observée précédemment lorsque l'ébullition était déclenchée à la surface du capteur (*c.f.* figure 5.25). Ceci suggère que la répartition des distributions liquide et vapeur est la même dans les deux cas.

Afin de qualifier plus en détail l'influence du coefficient de surchauffe sur les histogrammes obtenus, nous avons tracé sur la figure 5.27 l'évolution des coefficients d'aplatissement (Kurtosis) et d'asymétrie (Skeewness) avec ce dernier.

On observe que ces coefficients ne varient pas avec le coefficient de surchauffe pour $a_w \leq 0.01$. Le coefficient d'asymétrie est alors très proche de zéro et l'histogramme est donc symétrique. Puis, lorsque le coefficient de surchauffe continue de croître les coefficients d'aplatissement et d'asymétrie augmentent alors linéairement, signe que les histogrammes s'étalent préférentiellement vers les valeurs de tension les plus élevées ainsi que nous l'avons observé sur la figure 5.26. La frontière entre ces deux comportements, située ici pour $a_w \sim 0.01$, représente physiquement la valeur du coefficient de surchauffe à partir de laquelle le passage des bulles de vapeur perturbent le signal de tension (*i.e.* moment à partir duquel les fluctuations de tension provoquées par les bulles de vapeur sont du même ordre de grandeur que le bruit de mesure).

Conformément à ces observations expérimentales, on peut alors schématiser la correspondance entre le signal temporel de tension et son histogramme comme présenté sur la figure 5.28, en distinguant deux cas :

- un premier cas (figure 5.28(a)), lorsque le coefficient de surchauffe est suffisamment important, où l'asymétrie est positive (pour $a_w \geq 0.01$ dans l'exemple précédent),

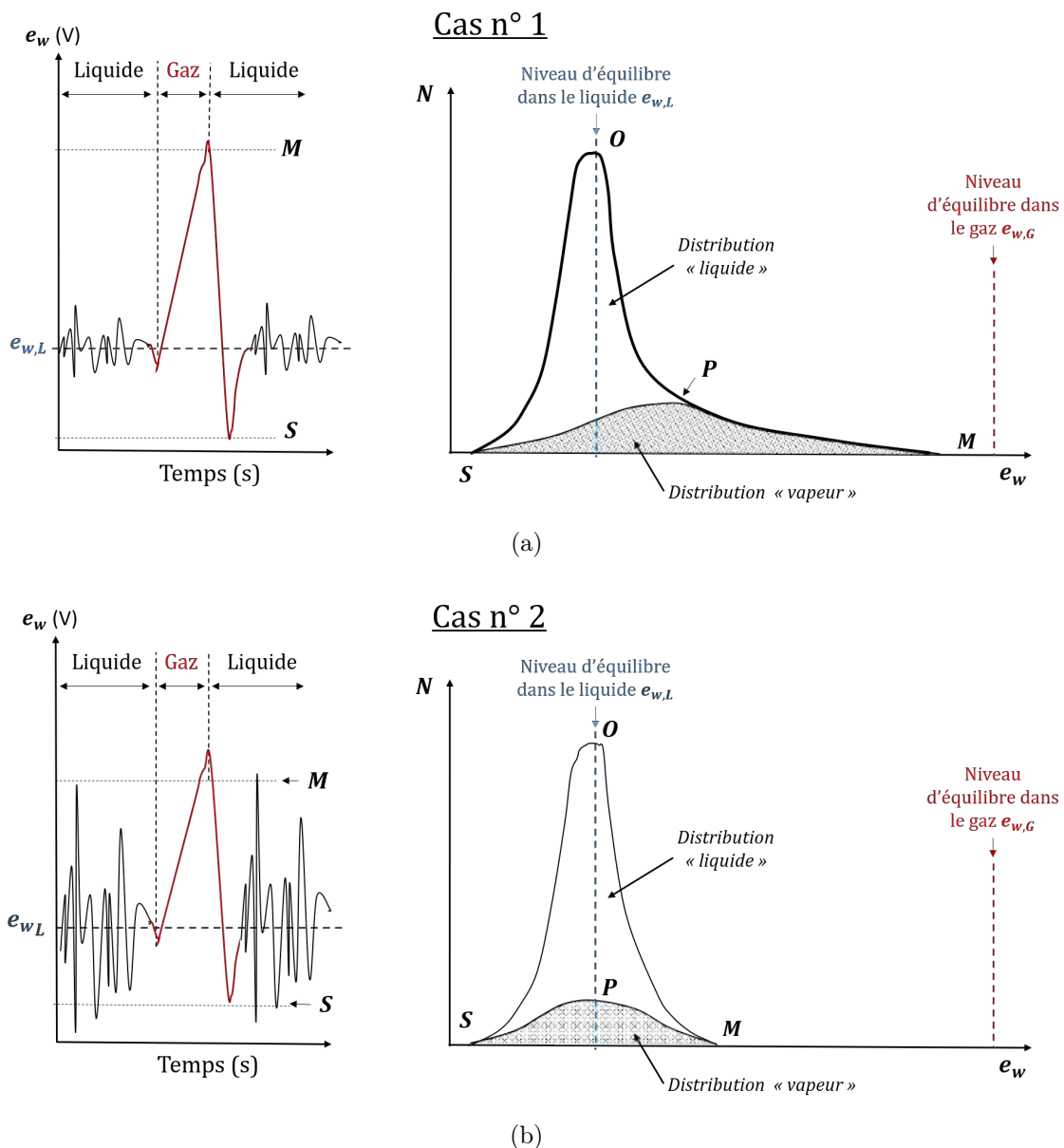


FIGURE 5.28 – Correspondance entre le signal de tension (compensé en fréquence) et son histogramme : (a) dans le cas d’un coefficient de surchauffe suffisamment élevé - (b) dans le cas d’un coefficient de surchauffe faible.

— un deuxième cas (figure 5.28(b)), lorsque le coefficients de surchauffe est plus faible, où l’asymétrie est nulle (pour $a_w < 0.01$ dans l’exemple précédent).

Lorsque le coefficient de surchauffe est assez élevé (figure 5.28(a)), les variations de tension provoquées par l’interaction entre les bulles de vapeur et le capteur sont suffisamment importantes pour déformer l’histogramme et le rendre asymétrique. La distribution liquide est alors centrée sur la tension associée à l’équilibre thermique du capteur dans le liquide $e_{w,L}$. Le point S correspond à la tension minimale observée dans le liquide au moment de l’arrivée ou du départ d’une bulle de vapeur. La distribution vapeur (surface hachurée sur la figure 5.28(b)), quant à elle, est centrée autour du point P. Le point M correspond à la tension maximale atteinte par le capteur dans la vapeur. Ce point diffère de la tension d’équilibre

thermique du capteur dans le vapeur $e_{w,G}$ car cette condition n'est *a priori* jamais atteinte.

Lorsque le coefficient de surchauffe est plus faible (figure 5.28(b)), les variations de tension associées à l'interaction entre le capteur et la vapeur sont trop faibles (comparativement à celles relative à la turbulence ou au bruit de mesure) pour déformer significativement l'histogramme. Comme schématisé sur la figure 5.28(b), les distributions liquide et vapeur sont alors centrées l'une sur l'autre et sont difficilement identifiables.

Procédure de discrimination

La procédure de discrimination phasique consiste alors à séparer dans les deux cas précédents, la distribution associée au liquide (région SOP sur la figure 5.28(a)) de la distribution associée à la vapeur (région SPM sur la figure 5.28(a)). Afin de réaliser cette séparation, à l'instar de Delhaye (1969) (c.f. figure 5.3), nous allons supposer que la distribution associée à la phase vapeur prend la forme présentée sur la figure 5.29. La frontière entre les distributions liquide et gaz est alors délimitée par le segment horizontal [RP].

Ainsi que le suggère Delhaye (1969), le taux de vide α_G peut être approximé par le rapport entre la surface de l'histogramme vapeur \mathcal{A}_{SRPM} et celle de l'histogramme total \mathcal{A}_{tot} :

$$\alpha_G \approx \frac{\mathcal{A}_{SRPM}}{\mathcal{A}_{tot}}. \quad (5.32)$$

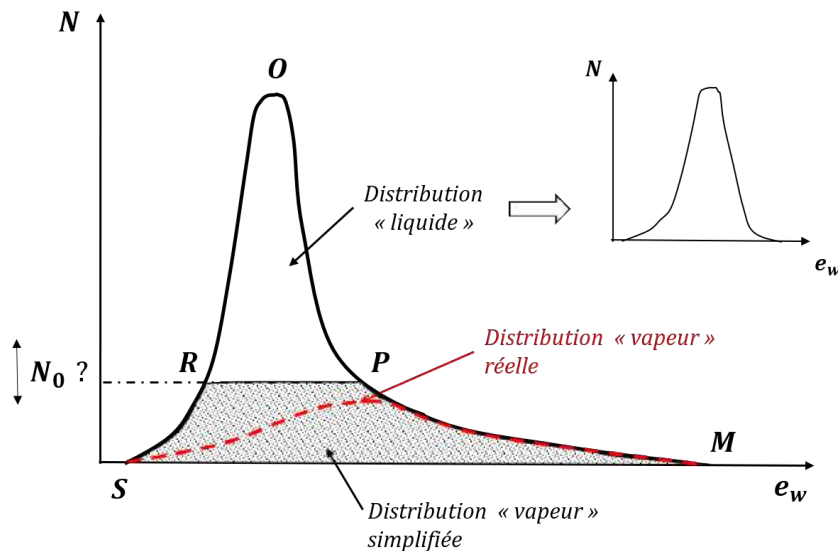


FIGURE 5.29 – Principe de l'algorithme d'identification phasique basé sur les histogrammes.

La principe de l'algorithme consiste alors à déterminer l'ordonnée N_0 du point R, de telle sorte que le rapport $\mathcal{A}_{SRPM}/\mathcal{A}_{tot}$ soit égal au taux de vide α_G précédemment déterminé à l'aide de la procédure de seuillage.

Une fois cette condition atteinte on obtient l'histogramme liquide (défini par les points R, O et P sur la figure 5.29) et on peut alors en déduire :

— la tension moyenne du capteur dans le liquide $e_{w,L}$ qui s'écrit :

$$e_{w,L} = \frac{\sum_{ROP} e_w(i) [N(i) - N_0]}{\sum_{ROP} [N(i) - N_0]} \quad (5.33)$$

— la variance des fluctuations de tension dans le liquide $\overline{e'_{w,L}{}^2}$ qui s'écrit :

$$\overline{e'_{w,L}{}^2} = \frac{\sum_{ROP} [e_w(i) - e_{w,L}]^2 [N(i) - N_0]}{\sum_{ROP} [N(i) - N_0]} \quad (5.34)$$

On notera au passage que cette procédure dégénère naturellement en écoulement monophasique : le taux de vide étant nul, le paramètre N_0 l'est alors également et la tension moyenne obtenue à l'aide de l'équation 5.33 est directement égale à la tension moyenne mesurée $\overline{e_w}$.

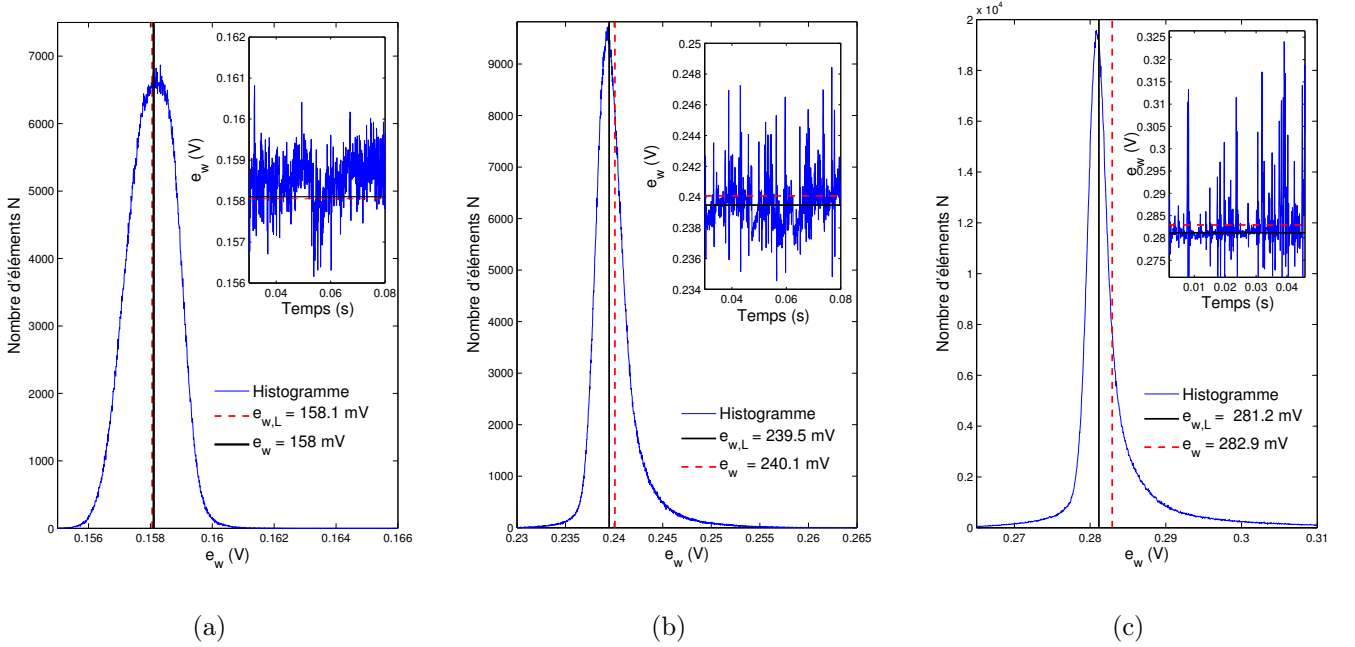


FIGURE 5.30 – Histogrammes de tension obtenus pour trois coefficients de surchauffe différents : (a) $a_w = 0.01$ (b) $a_w = 0.02$ (c) $a_w = 0.03$ et tensions associées.

La figure 5.26 présente les tensions $e_{w,L}$ obtenues à l'aide de l'équation 5.33 pour les trois coefficients de surchauffe précédents ($a_w = 0.01$, $a_w = 0.02$ et $a_w = 0.03$) et les repère sur les histogrammes de tension associés. A titre de comparaison nous avons également reporté sur cette figure les tensions moyennes $\overline{e_w}$ mesurées aux bornes du capteur sans réaliser de distinction phasique.

Sur cette figure, on observe que plus le coefficient de surchauffe augmente et donc plus l'histogramme est déformé, plus l'écart entre la tension $e_{w,L}$ (obtenue en discriminant les phases) et la tension moyenne $\overline{e_w}$ augmente. Ainsi, si pour $a_w = 0.01$ la différence entre ces tensions n'est que de 0.06%, elle est de 0.6% pour $a_w = 0.03$.

Maintenant que la tension $e_{w,L}$ a été obtenue, on peut tracer l'évolution expérimentale de la résistance d'équilibre du capteur dans le liquide $R_{w,L} = e_{w,L}/I$ en fonction de la puissance injectée $R_{w,L}I^2$ dans le liquide.

La figure 5.31 présente la courbe ainsi obtenue pour les conditions précédentes. La courbe est tracée sous la forme $R_{w,L} = f(R_{w,L}I^2/\lambda_{L,f})$, où $\lambda_{L,f}$ correspond à la conductivité thermique du Fréon liquide évaluée à la température de film T_f (equation 4.12). A titre de comparaison, nous avons également présenté l'évolution de la résistance moyenne du fil $R_w = \bar{e}_w/I$ en fonction de la puissance moyenne injectée $R_wI^2/\lambda_{L,f}$ obtenues sans réaliser de distinction de phase.

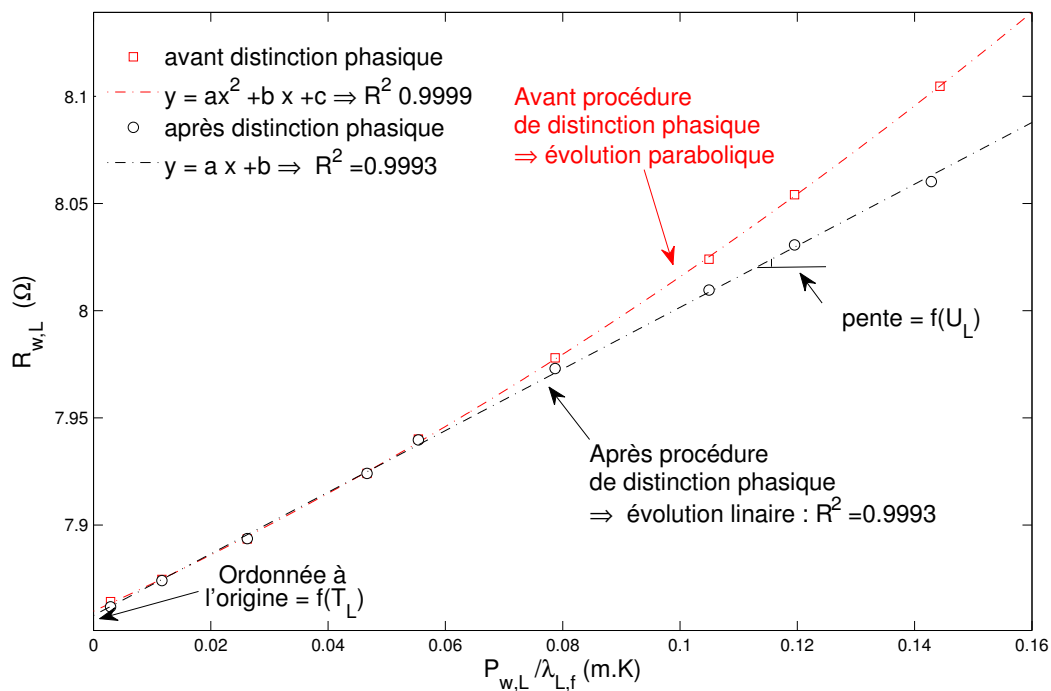


FIGURE 5.31 – Courbes $R_{w,L}I^2/\lambda_{L,f}$ obtenues à l'aide de la méthode de discrimination phasique basée sur les histogrammes de tension ($r^* = 0.8$, $\alpha_G = 35\%$).

On observe alors que, lorsqu' aucune distinction de phase n'est réalisée, la résistance évolue en fonction de la puissance injectée en suivant une loi parabolique.

En revanche, on observe qu'après la procédure de discrimination phasique, la résistance du fil à l'équilibre $R_{w,L}$ varie bien de façon linéaire avec la puissance injectée dans le fil $R_{w,L}I^2/\lambda_{L,f}$, le coefficient de détermination R^2 de l'interpolation linéaire étant supérieur à 0.999. Cette évolution est bien celle attendue théoriquement dans le cas d'un écoulement monophasique (équation 4.37), ce qui conforte donc la validité de la procédure de discrimination phasique basée sur les histogrammes.

Dès lors, il est possible comme cela a été exposé au chapitre 4, d'en déduire la température T_L ainsi que la vitesse moyenne du liquide U_L en déterminant respectivement l'ordonnée à l'origine et la pente de la droite $R_{w,L} = f(R_{w,L}I^2/\lambda_{L,f})$. La figure 5.32 présente les profils

de température $T_L(r)$ et de vitesse liquides $U_L(r)$ ainsi obtenus pour la condition thermohydraulique précédente.

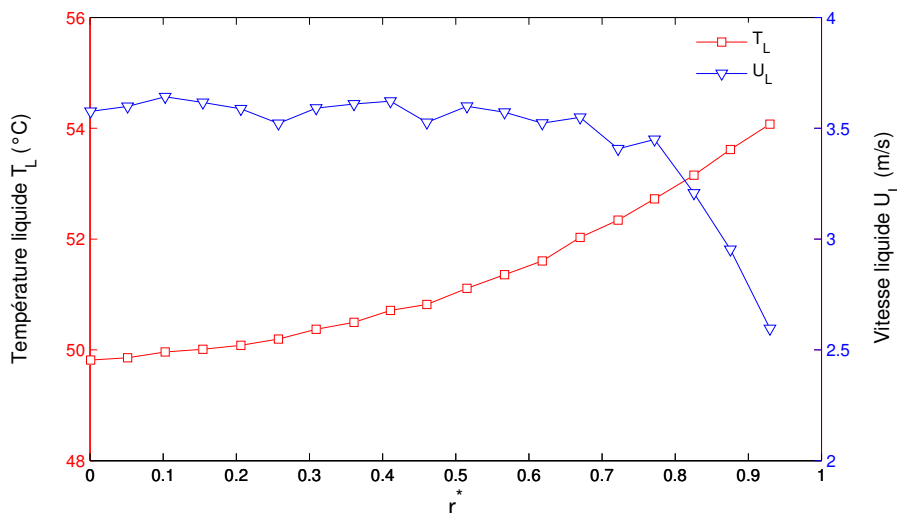


FIGURE 5.32 – Exemple de profils de température liquide $T_L(r)$ et de vitesse liquide $U_L(r)$ obtenus après la procédure de discriminationphasique

Afin de vérifier que les courbes $R_{w,L} = f(R_{w,L}I^2/\lambda_{L,f})$ sont bien interpolées par des droites quelle que soit la position de la sonde, nous avons également tracé sur la figure 5.33 les coefficients de détermination R^2 obtenus pour les différentes positions radiales. On constate que les coefficients de détermination sont toujours supérieurs à 0.9985, ce qui est très bon.

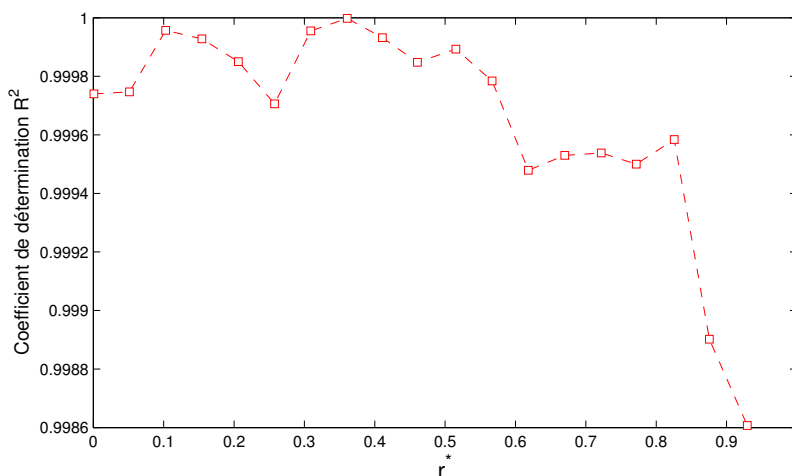


FIGURE 5.33 – Coefficients de déterminations R^2 obtenus pour les différentes position radiales.

5.5 Conclusions

Ce chapitre avait pour objectif de développer une méthodologie de mesure du taux de vide α_G ainsi que de la vitesse U_L et de la température T_L du liquide en écoulement diphasique bouillant.

Une première étape du travail a consisté à étudier l'interaction entre un écoulement diphasique et un capteur anémométrique piloté à l'aide de l'anémomètre à courant constant. Nous avons tout d'abord caractérisé cette interaction en écoulement eau/air en observant de manière simultanée le signal tension obtenu avec l'anémomètre et l'interaction entre les bulles de gaz et le capteur à l'aide une caméra rapide. Nous avons montré que si l'allure du signal obtenu avec un anémomètre à courant constant diffère de celle classiquement observée avec un anémomètre à température constante, la procédure de compensation fréquentielle permet d'en retrouver *a posteriori* les caractéristiques principales.

Nous avons ensuite étendu cette étude au cas des écoulements bouillants rencontrés dans l'installation DEBORA. Nous avons constaté que dans ces conditions, un soin particulier doit être apporté au conditionnement du signal afin d'obtenir un rapport signal sur bruit (*i.e.* contraste entre les phases) suffisamment important pour être exploitable par un algorithme de distinction phasique. En pratique la surchauffe du capteur doit être choisie suffisamment élevée ce qui provoque l'ébullition nucléée à la surface de ce dernier.

Nous avons alors proposé une méthodologie de mesure en deux étapes :

- dans une première étape, nous avons développé un algorithme de discrimination phasique basé sur une méthode de seuillage afin de déterminer le taux de vide. Les résultats ainsi obtenus ont été confrontés à des mesures de références réalisées par sonde optique. Ce travail nous a permis d'obtenir des mesures de taux de vide fiables à condition que le coefficient de surchauffe soit supérieur à $a_w \sim 0.08$, ce qui correspond à régime d'ébullition nucléée sur le fil. Cette approche reposant sur le fonctionnement en ébullition du capteur n'a donc pas pu être retenue pour la mesure de vitesse et de température liquide.
- dans une deuxième étape, nous avons donc développé une procédure de mesure de la vitesse et de la température liquide reposant sur l'utilisation des histogrammes de tension du signal anémométrique. La méthode de discrimination phasique consiste à séparer les contributions liquide et vapeur de l'histogramme en utilisant la valeur de taux de vide précédemment déterminée lors de la première étape. Cette méthode conduit à une identification phasique *a priori* correcte puisqu'elle permet de retrouver une variation linéaire de la résistance du fil en fonction de la puissance qui est injectée⁶.

Les deux chapitres suivants vont maintenant être consacrés à la présentation des mesures

6. Ce résultat constitue une signature caractéristique d'un écoulement monophasique vu par le capteur

réalisées à l'aide de l'anémométrie thermique. Le chapitre 6 traitera d'abord des mesures réalisées en écoulements monophasiques isotherme et anisotherme. Le chapitre 7 présentera ensuite les mesures obtenues en écoulement diphasique bouillant.

Chapitre 6

Résultats en écoulement simple phase avec ou sans transfert de chaleur

Sommaire

6.1	Introduction	167
6.2	Mesures des champs moyens de vitesse et de température	168
6.2.1	Conditions aux limites des essais	168
6.2.2	Essai monophasique isotherme	169
6.2.3	Essais monophasiques anisothermes	172
6.2.4	Analyse de la cohérence des mesures moyennes	176
6.2.5	Diffusivités turbulentes expérimentales et nombre de Prandtl turbulent	178
6.3	Mesures des fluctuations turbulentes $\sqrt{u'^2}$	182
6.3.1	Problématique de la compensation en fréquence	183
6.3.2	Résultats	185
6.4	Conclusion	186

6.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des mesures réalisées en écoulements monophasiques isotherme et anisotherme.

Dans une première partie, nous présenterons quelques résultats correspondant aux mesures des champs moyens de vitesse et de température liquide. Ces mesures seront comparées avec les résultats obtenus à l'aide du modèle présenté au chapitre 2. Nous montrerons également qu'il est possible de déduire de ces mesures moyennes, les profils de diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'énergie, ainsi que le nombre de Prandtl turbulent.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous présenterons des mesures de fluctuations turbulentes de vitesse obtenues en utilisant la méthode dite du diagramme des fluctuations (Kovaszny (1953)). Les mesures ainsi réalisées seront comparées à des mesures de référence issues de la littérature (Laufer (1954)).

6.2 Mesures des champs moyens de vitesse et de température

6.2.1 Conditions aux limites des essais

Nous présentons ici les mesures des champs de vitesse et de température liquide moyennés en temps. Huit essais monophasiques, dont les conditions aux limites sont précisées dans le tableau 6.1, ont été réalisés. Chaque essai y est identifié à l'aide de la nomenclature suivante : $GxQyy$, où Gx désigne la vitesse massique (en $\text{Mg}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$) et Qyy le flux thermique surfacique (en kW/m^2).

Pour l'ensemble de ces essais, la température d'entrée et la pression ont été fixées respectivement à 20°C et à $P_s = 13.9 \text{ bar}$ ($T_{sat} = 52.1^\circ\text{C}$). La vitesse massique G et le flux thermique ont varié de telle sorte que la matrice d'essais réalisée comprend deux séries d'essais :

- une première série d'essais où la vitesse massique a été fixée à $G = 3000 \text{ kg}/\text{m}^2/\text{s}$ et où le flux thermique surfacique a varié de 0 (essai isotherme) à $80 \text{ kW}/\text{m}^2$,
- une seconde série d'essais où le flux thermique a été fixé à $q_p = 20 \text{ kW}/\text{m}^2$ et où la vitesse massique a varié de 1000 à $3000 \text{ kg}/\text{m}^2/\text{s}$.

• *Série 1 : Influence du flux thermique q_p*

Essai	P (bar)	G ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$)	T_e ($^\circ\text{C}$)	W (kW)	q_p (kW/m^2)	T_s ($^\circ\text{C}$)	$X_{eq,s}$	Re_s ($\times 10^3$)
G3Q0 isotherme	13.9	2993	20.0	0	0	20.0	-0.297	273
G3Q20	13.9	2998	20.0	4.4	21.0	23.4	-0.283	285
G3Q40	13.9	2995	20.1	8.3	39.4	26.6	-0.253	297
G3Q60	13.9	2999	20.0	12.6	59.9	29.9	-0.222	310
G3Q80	13.9	3000	20.1	17	81	33.7	-0.186	325

• *Série 2 : Influence de la vitesse massique G*

Essai	P (bar)	G ($\text{kg}/\text{m}^2/\text{s}$)	T_e ($^\circ\text{C}$)	W (kW)	q_p (kW/m^2)	$T_{L,s}$ ($^\circ\text{C}$)	$X_{eq,s}$	Re_s ($\times 10^3$)
G1Q20	13.9	1011	20.1	4.1	19.7	30.1	-0.221	104
G2Q20	13.9	1998	20.0	4.1	19.6	25.0	-0.269	194
G3Q20	13.9	2998	20.0	4.4	21.0	23.4	-0.283	285

TABLE 6.1 – Matrice des essais monophasiques. La longueur chauffante de la section d'essais est fixée à $L_{chauff} = 3.485 \text{ m}$.

Nous avons également reporté dans le tableau 6.1, la température moyenne $T_{L,s}$ mesurée par la sonde platine en sortie de section d'essais, le titre thermodynamique à l'équilibre calculé à la sortie de la section d'essais :

$$X_{eq,s} \triangleq \frac{H_{L,s} - H_{L,sat}}{H_{LG}}, \quad (6.1)$$

où $H_{L,s}$ correspond à l'enthalpie moyenne débitante du liquide, ainsi que le nombre de Rey-

nolds de l'écoulement Re_s défini comme :

$$Re_s \triangleq \frac{GD}{\mu_L}, \quad (6.2)$$

où μ_L représente la viscosité dynamique calculée à la température $T_{L,s}$.

Les conditions de pression retenues permettent d'atteindre des températures de fonctionnement de la sonde anémométrique d'environ 62°C sans déclencher l'ébullition nucléée à sa surface. Ceci correspond pour des sondes à film¹ à des coefficients de surchauffe $a_{w,max}$ allant de 0.14 à 0.2 selon l'essai considéré.

Une analyse d'incertitude présentée dans l'annexe E montre que les précisions des mesures réalisées par thermo-anémométrie sont de $\pm 4\%$ pour la vitesse moyenne et de $\pm 0.3^\circ\text{C}$ pour la température moyenne.

6.2.2 Essai monophasique isotherme

La figure 6.1 présente les profils de vitesse mesurés pour l'essai isotherme (G3Q0) en utilisant deux types de sondes :

- une sonde à film de $70\ \mu\text{m}$ de diamètre et de $1.25\ \text{mm}$ de long,
- une sonde à fil de $5\ \mu\text{m}$ de diamètre et de $1.25\ \text{mm}$ de long.

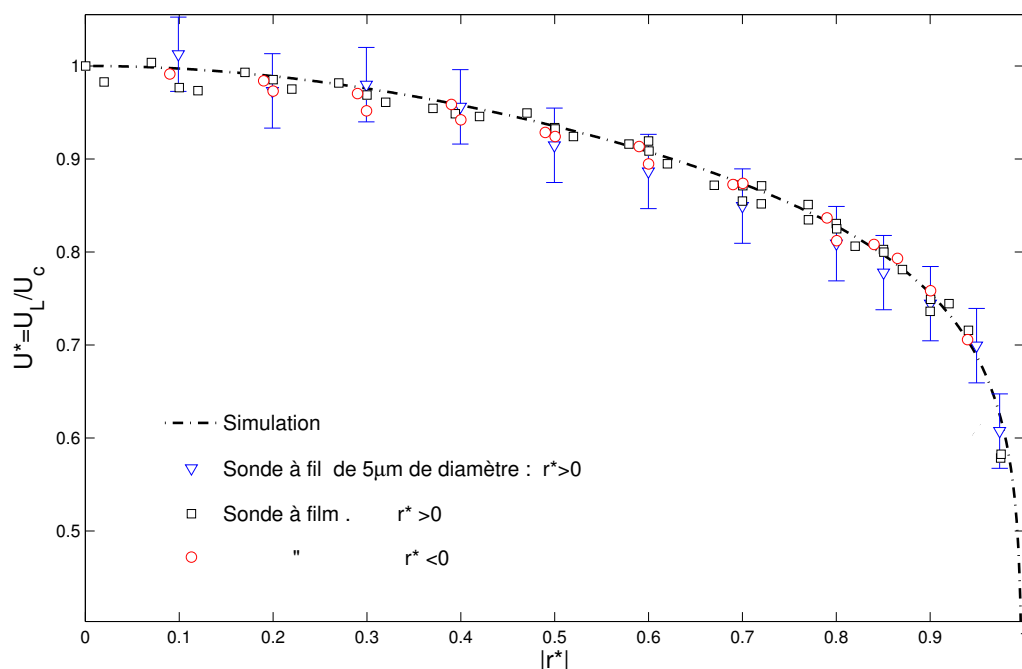


FIGURE 6.1 – Essai isotherme G3Q0 : Profils de vitesse adimensionnalisés $U^* = U/U_c$ obtenus avec deux types de sonde et comparaison avec les résultats issus du modèle numérique. U_c désigne la vitesse au centre.

1. le coefficient de surchauffe $a_w = \alpha_0(T_w - T_0)$ (équation 4.14) dépend en effet du coefficient de sensibilité thermique α_0 qui diffère selon le type de sonde utilisé (*c.f.* tableau 4.1).

Sur cette figure, les vitesses ont été normalisées par la vitesse mesurée au centre du tube U_c :

$$U_L^* = \frac{U_L}{U_c}, \quad (6.3)$$

et tracées en fonction de la coordonnée radiale adimensionnelle $r^* = r/R$. Nous y avons également reporté, le profil de vitesse obtenu à l'aide du modèle décrit au chapitre 2.

On constate que les mesures de vitesse sont cohérentes avec les résultats obtenus en utilisant le modèle, les écarts observés restants en moyenne inférieurs à 3%, ce qui est de l'ordre de la précision de mesure de la vitesse ($\pm 4\%$).

Cette figure confirme en outre l'axisymétrie de l'écoulement et montre ainsi que le circuit situé en aval de la section de sortie du tube (où sont réalisées les mesures) n'a pas d'influence sur l'écoulement.

Afin d'observer en détail le comportement de la vitesse à proximité de la paroi, nous avons choisi de la représenter sur la figure 6.2 sous la forme $U_L^+ = f(y^+)$ avec :

$$\begin{cases} y^+ \triangleq \frac{(R-r)u^*}{\nu_L}, \\ U_L^+ \triangleq \frac{U_L}{u^*}, \end{cases} \quad (6.4)$$

où ν_L correspond viscosité cinématique du liquide et où la vitesse de frottement u^* est définie comme :

$$u^* \triangleq \sqrt{\frac{\tau_p}{\rho_L}}. \quad (6.5)$$

La contrainte de cisaillement à la paroi τ_p n'ayant pas été mesurée expérimentalement nous l'avons estimée à l'aide de la corrélation de [MacAdams \(1954\)](#) (équation 2.91). Dans les conditions de l'essai considéré (G3Q0), la vitesse de frottement u^* vaut alors 10.6 cm/s et l'unité de longueur adimensionnelle ν_L/u^* est égale à environ 1.6 μm .

Nous avons également reporté sur la figure 6.2, le profil de vitesse calculé par le modèle, ainsi que la loi de profil logarithmique donnée par [Churchill and Choi \(1973\)](#). En effet, cette dernière décrit l'évolution de la vitesse adimensionnelle U_L^+ en fonction de la distance adimensionnelle y^+ dans la couche limite et s'écrit :

$$U_L^+ = \frac{y^+}{[1 + (\frac{y^+}{9.025 \ln(y^+)})^2]^{0.5}} \quad (6.6)$$

Sur la figure 6.2, on constate que le profil de vitesse calculé par le modèle et le profil logarithmique donné par [Churchill and Choi \(1973\)](#) sont très proches. Le modèle prédit en particulier bien la zone de transition entre la couche limite turbulente (située entre $30 < y^+ < 200$) et la zone tampon (située entre $5 < y^+ < 30$).

On constate également que les mesures réalisées avec les deux types de sonde reproduisent bien la loi de profil de [Churchill and Choi \(1973\)](#) jusqu'à $y^+ \sim 1000$ puis s'en écartent ce

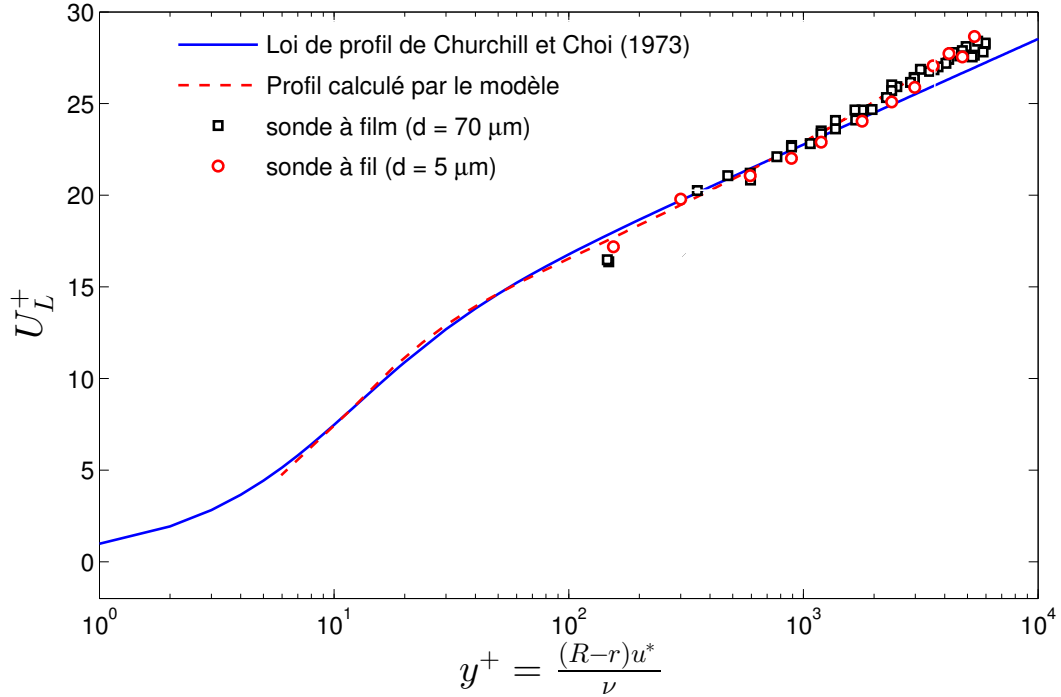


FIGURE 6.2 – Essai isotherme G3Q0 : Profil de vitesse adimensionnée $U_L^+ = U_L/u^*$ en fonction de la distance adimensionnelle à la paroi $y^+ = (R-r)u^*/\nu_L - u^* \sim 10.6 \text{ cm.s}^{-1}$.

qui marque la fin de la couche limite turbulente, la loi de profil théorique n'étant alors plus valable.

Les points de mesure les plus proches de la paroi se situent à une distance adimensionnelle d'environ $y^+ \sim 150$ (ce qui correspond à une distance d'environ $300 \mu\text{m}$ de la paroi) et sont donc situés dans la couche limite turbulente.

On observe également que les mesures réalisées au voisinage de la paroi (pour $y^+ < 200$) sous-estiment les profils théoriques, en particulier dans le cas de la sonde à film dont le diamètre ($d = 70 \mu\text{m}$) est plus important que celui de la sonde à fil ($d = 5 \mu\text{m}$). Il semble donc que l'écoulement soit légèrement perturbé par la sonde de mesure au voisinage de la paroi.

Les écarts constatés restent toutefois relativement faibles et localisés au voisinage de la paroi, nous utiliserons uniquement des sondes à film pour la mesure des champs moyens en écoulement monophasique. En effet, comme nous l'avons précisé au chapitre 4, leur utilisation est moins contraignante que celle des sondes à fil et facilite énormément la procédure de mesure de la vitesse.

Profil de température

Afin de vérifier la cohérence des mesures de température en écoulement isotherme, nous avons tracé sur la figure 6.3 les écarts entre les températures locales $T_L(r)$ mesurées par anémométrie thermique (pour les deux types de sonde précédents) et la température moyenne $T_{L,s}$ mesurée par la sonde Platine à la sortie de la section d'essais. On constate que, quelle que

soit la position de la sonde, la température locale mesurée par thermoanémométrie $T_L(r)$ est très proche de la température moyenne $T_{L,s}$. Les écarts constatés restent en effet inférieurs à 0.1°C , ce qui est de l'ordre de la précision de mesure ($\pm 0.3^\circ\text{C}$). Ceci est cohérent avec le caractère isotherme de l'écoulement.

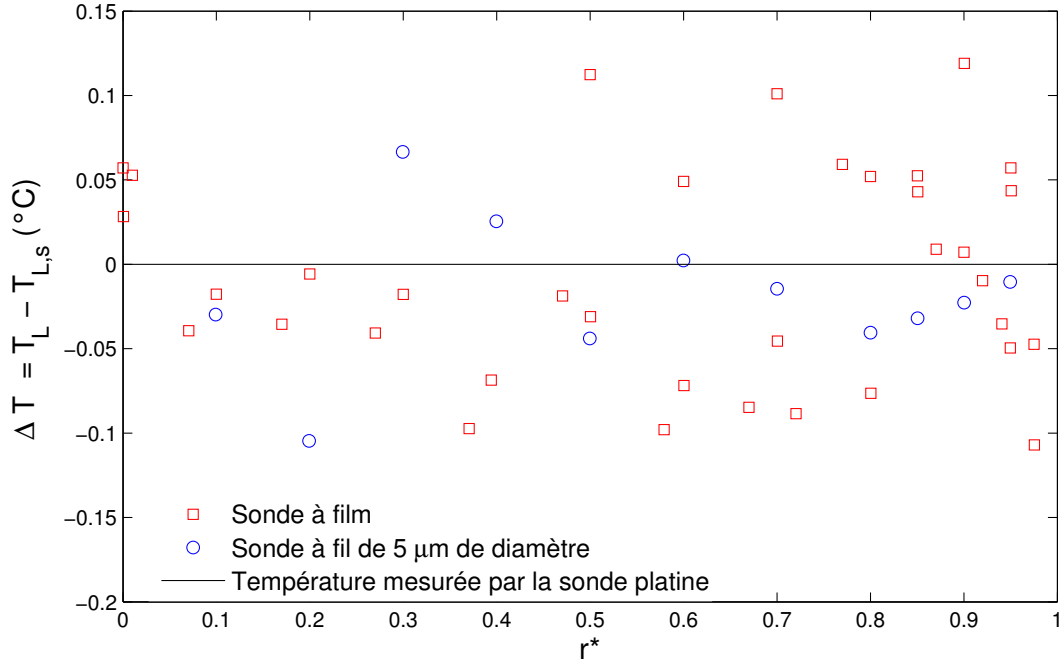


FIGURE 6.3 – Essai isotherme G3Q0 : Profils de température obtenus avec les deux types de sonde. $T_{L,s}$ correspond à la température moyenne de sortie de section d'essais qui est mesurée par la sonde Platine.

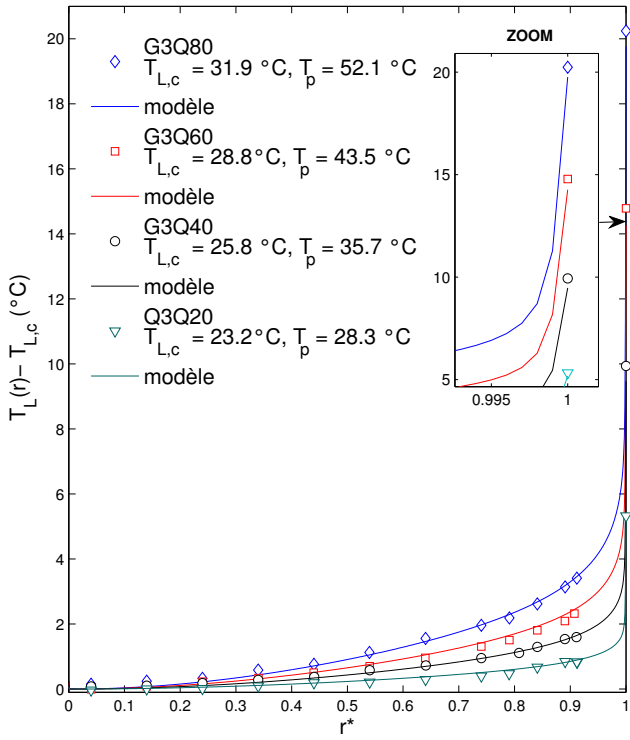
6.2.3 Essais monophasiques anisothermes

Les figures 6.4 et 6.5 présentent les profils de vitesse U_L et de température T_L mesurés pour les essais anisothermes (tableau 6.1), et permettent respectivement de caractériser l'influence du flux thermique q_p et de la vitesse massique G sur les résultats expérimentaux (à pression et température d'entrée imposées).

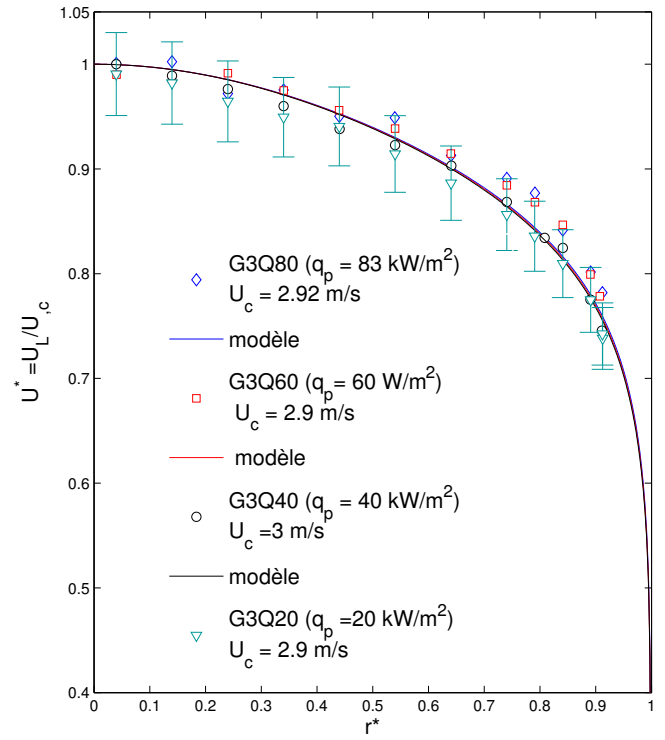
Pour faciliter la comparaison des résultats, les profils de vitesse ont été représentés sous une forme adimensionnelle $U_L^* = U_L/U_c$, et les profils de température ont été représentés sous la forme $T_L(r) - T_{L,c}$ où $T_{L,c}$ correspond à la température mesurée au centre de l'écoulement.

Les valeurs des vitesses U_c et des températures $T_{L,c}$ mesurées par anémométrie thermique sont explicitées sur ces figures. Nous y avons également précisé les valeurs des températures de paroi T_p mesurées par les sondes platines de paroi.

Enfin, nous avons reporté sur ces figures les profils de vitesse et de température théoriques obtenus à l'aide du modèle décrit dans le chapitre 2.

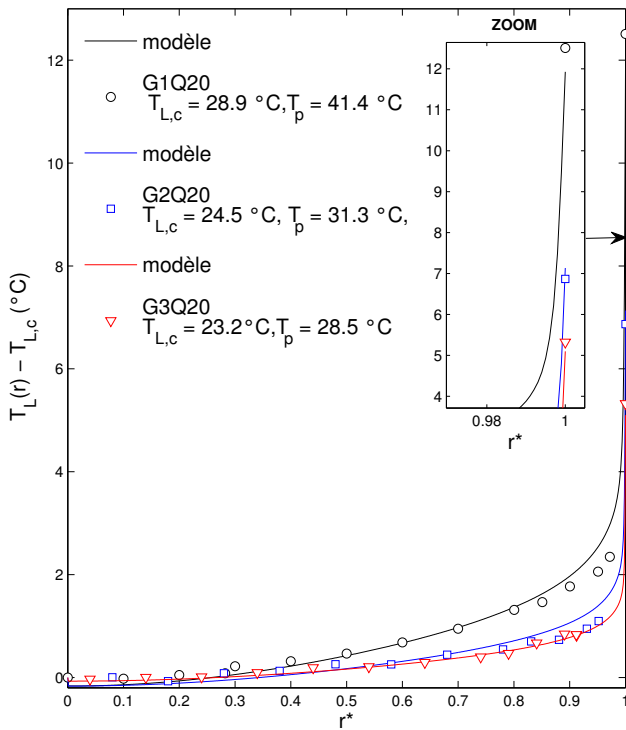


(a)

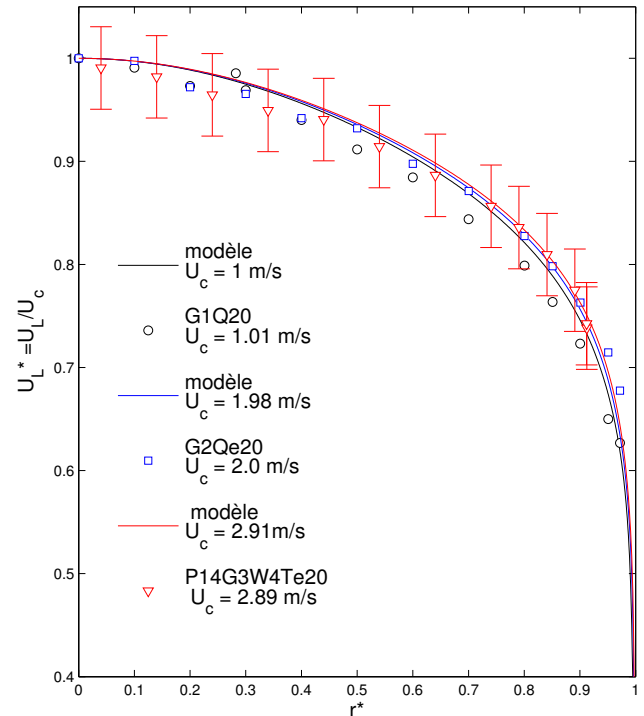


(b)

FIGURE 6.4 – Influence du flux thermique surfacique ($G = 3000 \text{ kg/m}^2/\text{s}$) - (a) profil de température $T_L - T_{L,c}$ - (b) profil de vitesse $U_L^* = U_L/U_c$.



(a)



(b)

FIGURE 6.5 – Influence de la vitesse massique ($q_p = 20 \text{ kW/m}^2$) - (a) profil de température $T_L - T_{L,c}$ - (b) profil de vitesse $U_L^* = U_L/U_c$.

On observe que pour l'ensemble des essais, l'accord entre les résultats issus du modèle et les résultats expérimentaux est très bon jusqu'à une position radiale de $r^* = 0.95$, les écarts de vitesse restant inférieurs à $\pm 4\%$ et les écarts de température étant en moyenne inférieurs à $\pm 0.2^\circ\text{C}$.

On constate également que les températures de paroi calculées par le modèle $T_{p,code}$ sont cohérentes avec celles mesurées expérimentalement $T_{p,exp}$ (figures 6.4(a) et 6.5(a)). Afin de mieux les comparer entre elles, nous les avons reportées dans le tableau 6.2. Nous avons également précisé l'écart ΔT_p entre la température de paroi expérimentale et celle calculée par le modèle :

$$\Delta T_p = T_{p,exp} - T_{p,code}. \quad (6.7)$$

Les écarts ΔT_p constatés sont compris entre 0.2°C et 0.5°C , ce qui reste inférieur à la précision de mesure sur les températures de paroi ($\pm 0.6^\circ\text{C}$, *c.f.* paragraphe 3.2.4).

Cas	$T_{p,exp}$ ($^\circ\text{C}$)	$T_{p,code}$ ($^\circ\text{C}$)	ΔT_p ($^\circ\text{C}$)
G3Q20	28.3	28.1	0.2
G3Q40	35.7	35.3	0.4
G3Q60	43.5	43.1	0.4
G3Q80	52.1	51.6	0.5
G1Q20	41.4	40.9	0.5
G2Q20	31.3	31.5	-0.2
G3Q20	28.5	28.3	0.2

TABLE 6.2 – Comparaison entre les températures de paroi expérimentales $T_{p,exp}$ et les températures de paroi obtenues par le modèle $T_{p,code}$.

Sur les figures 6.4(a) et 6.5(a), on observe également que les profils de température $T_L - T_{L,c}$ se creusent lorsque le flux thermique q_p augmente (à vitesse massique imposée) ou lorsque la vitesse massique G diminue (à flux thermique surfacique imposé).

En revanche, on constate sur les figures 6.4(b) et 6.5(b) que les profils de vitesse sont très peu influencés par les variations du flux thermique q_p ou de la vitesse massique G , et ce jusqu'au dernier point de mesure (qui est situé entre $500 \mu\text{m}$ et 1 mm de la paroi selon l'essai considéré). Ceci signifie que les variations radiales de la masse volumique (dues aux variations radiales de température du liquide) sont trop faibles pour déformer significativement les profils de vitesse par effet de flottabilité.

Afin de mieux caractériser le comportement des vitesses et des températures au voisinage de la paroi chauffante, nous les avons tracées sur la figure 6.6, en fonction de la distance adimensionnelle à la paroi y^+ .

La vitesse U_L a alors été adimensionnalisée par la vitesse de frottement u^* , et la température T_L a été adimensionnalisée de la manière suivante :

$$T_L^+ \triangleq \frac{T_p - T_L}{t^*}. \quad (6.8)$$

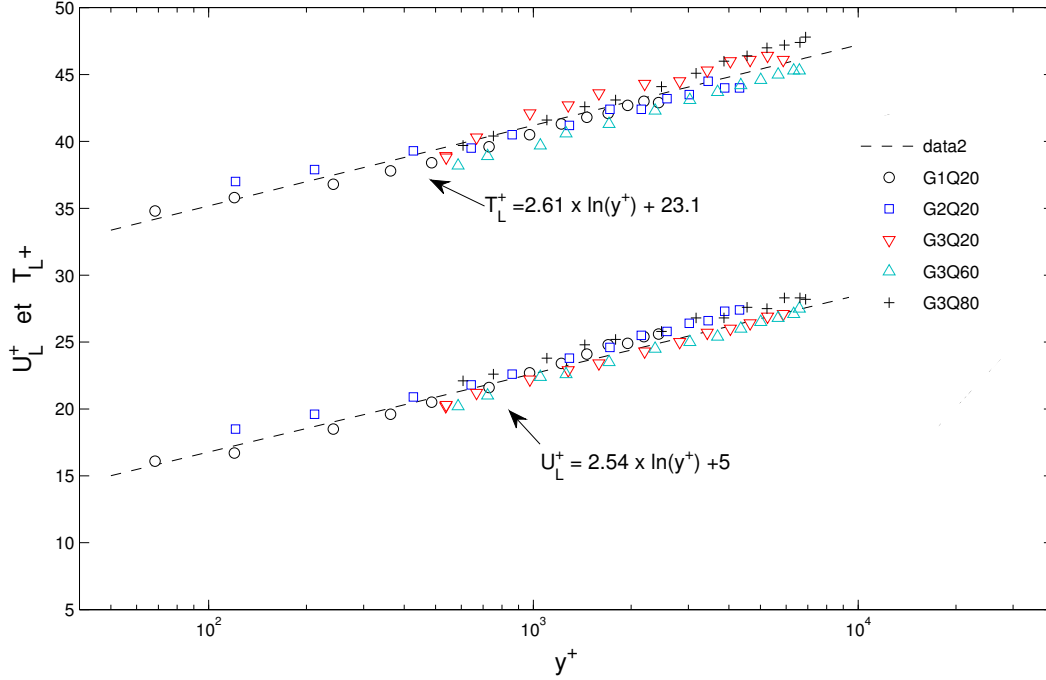


FIGURE 6.6 – Évolution de la vitesse U_L^+ et de la température T_L^+ en fonction de la distance à la paroi y^+ (échelle logarithmique)

où T_p correspond à la température de paroi mesurée, t^* est la température de frottement définie par :

$$t^* \triangleq \frac{q_p}{\rho_L C_{p,L} u^*}, \quad (6.9)$$

où $C_{p,L}$ correspond à la capacité calorifique massique du liquide. Les valeurs des températures t^* et des vitesses u^* utilisées lors de l'adimensionnalisation sont reportées dans le tableau 6.3.

Cas	τ_p (Pa)	u^* (cm/s)	t^* (°C)
G3Q20	13.6	10.6	0.12
G3Q40	13.4	10.6	0.22
G3Q60	13.3	10.7	0.33
G3Q80	13.2	10.8	0.42
G1Q20	1.9	3.9	0.29
G2Q20	6.5	7.4	0.16
G3Q20	13.6	10.6	0.12

TABLE 6.3 – Vitesses de frottement u^* et températures de frottement t^* utilisées pour l'adimensionnalisation des données expérimentales. La contrainte de frottement pariétale τ_p a été calculée à l'aide de la corrélation de [MacAdams \(1954\)](#) (équation 2.91).

Sur la figure 6.6 on constate que les profils de température T_L^+ obtenus pour l'ensemble des essais se superposent et évoluent linéairement avec le logarithme de la distance à la paroi y^+ . On observe un comportement similaire pour les profils de vitesse U_L^+ . Les données

expérimentales sont alors bien interpolées par les droites d'équation :

$$\begin{cases} U_L^+ \approx 2.54 \times \ln(y^+) + 5.0 \\ T_L^+ \approx 2.61 \times \ln(y^+) + 23.1 \end{cases} \quad (6.10)$$

Les pentes de ces droites d'interpolation sont très proches, ce qui semble indiquer les mécanismes de transport de la chaleur et de la quantité de mouvement sont similaires.

6.2.4 Analyse de la cohérence des mesures moyennes

L'objectif de paragraphe est de vérifier la cohérence des bilans de masse et d'énergie des mesures présentées précédemment.

Cohérence des mesures de vitesses : vérification du bilan de masse

On cherche ici à établir la cohérence des mesures de vitesse en vérifiant que l'intégration des profils expérimentaux permet de retrouver la vitesse massique G imposée en entrée de section d'essais.

La vitesse massique G imposée à l'entrée de la section d'essais est déduite de la relation suivante :

$$G = \frac{\dot{m}}{S}, \quad (6.11)$$

où \dot{m} correspond au débit massique mesuré et S correspond à la section de passage de l'écoulement.

La vitesse massique G_{exp} est obtenue par intégration des profils expérimentaux :

$$G_{exp} = \langle \rho_L(r) U_L(r) \rangle_2 \quad (6.12)$$

où $\langle \cdot \rangle_2$ correspond à l'opérateur de moyenne surfacique défini par :

$$\langle x \rangle_2 = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi x u du. \quad (6.13)$$

La densité du liquide $\rho_L(r)$ est calculée à la température locale du liquide (mesurée par anémométrie) à partir des tables d'état. Les profils de vitesse ont été raccordés linéairement à zéro en paroi à partir du dernier point de mesure (qui est situé entre 500 μm et 1 mm de la paroi selon l'essai considéré).

Les vitesses massiques imposées et déduites de l'intégration des mesures expérimentales sont comparées dans le tableau 6.4. Nous y avons également reporté l'écart relatif ΔG entre la vitesse massique G_{exp} déduite de l'intégration des mesures de vitesse et la vitesse massique G imposée :

$$\Delta G = \frac{G_{exp} - G}{G}. \quad (6.14)$$

On constate que le bilan de masse (conservation du débit) est vérifié à mieux que 3%

Cas	G (kg/m ² /s)	G_{exp} (kg/m ² /s)	ΔG (%)
G3Q20	2998	3040	1.4
G3Q40	2995	3079	2.8
G3Q60	2999	3052	1.8
G3Q80	2999	3040	1.4
G1Q20	1011	983	-2.8
G2Q20	1998	2001	-0.14
G3Q20	2999	3040	1.4

TABLE 6.4 – Évaluation de la cohérence des mesures de vitesses liquides - Comparaison entre la vitesse massique imposée G et la vitesse massique déduite de l'intégration des profils de vitesse liquide G_{exp} .

pour l'ensemble des essais.

Cohérence des mesures de températures : vérification du bilan d'énergie

On cherche à établir la cohérence des mesures de température en comparant l'enthalpie moyenne débitante déduite du bilan thermique, $H_{Ls,1D}$ (équation 3.16) :

$$H_{Ls,1D} = H_{L,e} + \frac{W}{\dot{m}}, \quad (6.15)$$

à l'enthalpie moyenne débitante déduite de l'intégration des profils expérimentaux, $H_{Ls,exp}$.

Cas	$H_{Ls,1D}$ (kJ/kg)	$H_{Ls,exp}$ (kJ/kg)	$T_{Ls,1D}$ (°C)	$T_{Ls,exp}$ (°C)	ΔT_{Lb} (°C)
G3Q20	232.6	232.5	23.6	23.5	0.1
G3Q40	237.2	236.8	26.8	26.6	0.2
G3Q60	241.6	241.4	30	29.8	0.2
G3Q80	247.1	246.8	33.7	33.5	0.2
G1Q20	241.7	241.6	30	29.9	0.1
G2Q20	234.7	234.4	25.1	24.9	0.2
G3Q20	232.6	232.5	23.6	23.5	0.1

TABLE 6.5 – Évaluation de la cohérence des températures liquides - Comparaison entre l'enthalpie moyenne débitante obtenue par bilan thermique $H_{Ls,1D}$ et l'enthalpie moyenne débitante obtenue par intégration des profils de température $H_{Ls,exp}$.

Cette dernière est définie comme :

$$H_{Ls,exp} = \frac{\langle \rho_L U_L h_{Lexp,s} \rangle_2}{G_{exp}}, \quad (6.16)$$

où $h_{Lexp,s}(r)$ correspond à l'enthalpie liquide obtenue à partir des mesures locales de température en utilisant les tables d'état du Fréon. La pression est supposée constante et égale à la pression de l'essai. Le profil de température a été raccordé en paroi en réalisant une

interpolation linéaire entre la température du dernier point de mesure (qui est situé entre 480 μm et 1 mm de la paroi selon l'essai considéré) et la température de paroi mesurée.

A l'aide de l'équation d'état du Fréon R134a, on peut donc déduire la température moyenne du liquide $T_{Ls,exp}$, que l'on va comparer à la température moyenne déduite du bilan thermique, $T_{Ls,1D}$.

Le tableau 7.4 présente les résultats obtenus. ΔT désigne l'écart entre la température moyenne déduite du bilan thermique et celle provenant de l'intégration du profil de température liquide :

$$\Delta T_{Lb} = T_{Ls,1D} - T_{Ls,exp}. \quad (6.17)$$

On observe un écart moyen de l'ordre de 0.2 °C. On peut donc en conclure que les bilans d'énergie sont bien respectés.

6.2.5 Diffusivités turbulentes expérimentales et nombre de Prandtl turbulent

Jusqu'à présent nous avons montré que nous étions capables de mesurer les profils de vitesse et de température moyennes avec une bonne précision. Nous allons montrer ici qu'il est possible d'extraire de ces profils des informations sur la turbulence dans le liquide, et en particulier sur les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement ε_{mL} et d'énergie ε_{TL} définies au chapitre 2 (équation 2.41).

Diffusivité turbulente de quantité de mouvement

En considérant un écoulement monophasique chauffé en régime établi, on peut montrer que l'évolution radiale de contrainte totale dans le liquide τ_{Lz} s'écrit (*c.f.* annexe F) :

$$\tau_{Lz}(r) = \rho_L(\nu_L + \varepsilon_{mL}) \times \frac{dU_L}{dr} = \underbrace{-\frac{r}{R}\tau_p}_{(1)} + \underbrace{\frac{g}{r} \int_0^r (\rho_L - \langle \rho_L \rangle_2) u du}_{(2)} \quad (6.18)$$

où g représente la gravité. Dans cette expression, le terme (1) correspond à la contrainte liée au cisaillement dans le liquide et le terme (2) correspond à la contrainte liée aux effets de flottabilité (dus à la variation radiale de la masse volumique du liquide pour les essais anisothermes).

Dans nos conditions d'essais monophasiques, la contrainte de flottabilité est négligeable devant la contrainte de cisaillement. Pour l'essai G3Q80, qui correspond aux variations radiales de masse volumique les plus importantes, le terme (2) est en effet cinquante fois plus faible que le terme (1).

En dérivant le profil de vitesse moyenne $U_L(r)$, il est donc possible de reconstruire le profil de diffusivité turbulente de quantité de mouvement $\varepsilon_{mL}(r)$. Toutefois, l'interpolation des mesures de vitesse est souvent difficile à réaliser, ce qui rend le calcul de la dérivée dU_L/dr imprécis.

Afin de contourner ce problème, nous avons décidé d'introduire les grandeurs adimensionnelles U_L^+ et y^+ (équation 6.4) dans l'équation précédente. En effet, comme nous l'avons vu plus haut (figure 6.6) la vitesse U_L^+ évolue linéairement avec le logarithme de la distance y^+ , ce qui permet de calculer aisément la dérivée $dU_L^+/d\ln(y^+)$.

On montre alors que la diffusivité turbulente de quantité de mouvement se réécrit :

$$\varepsilon_{mL}(r) = \nu_L \times \left[r^* y^+ \left(\frac{dU_L^+}{d\ln(y^+)} \right)^{-1} - 1 \right]. \quad (6.19)$$

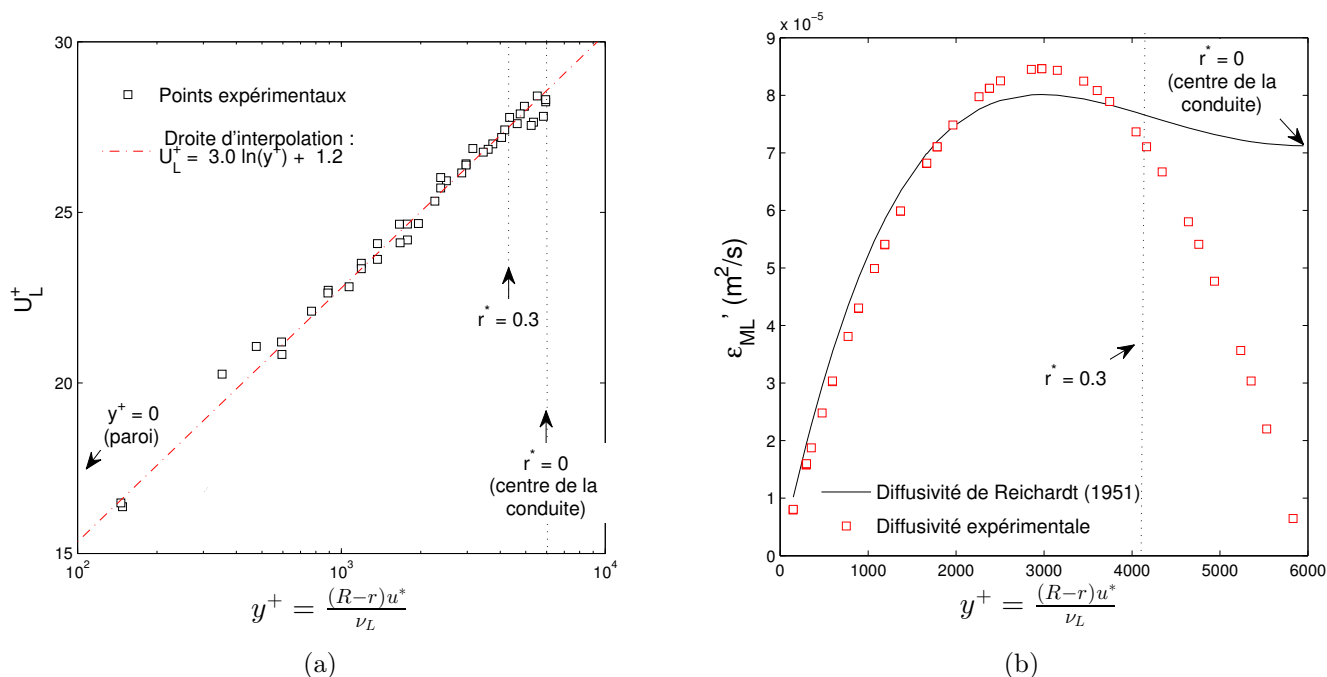


FIGURE 6.7 – Essai isotherme G3Q0 : (a) évolution de la vitesse adimensionnelle U_L^+ avec la distance à la paroi y^+ - (b) profils de diffusivité turbulente de quantité de mouvement ε_{mL} .

Dans le cas de l'essai monophasique isotherme G3Q0, les données expérimentales sont bien interpolées par la droite d'équation (figure 6.7(a)) :

$$U_L^+ \approx 3.0 \times \ln(y^+) + 1.2. \quad (6.20)$$

L'expression 6.19 se réduit donc à :

$$\varepsilon_{mL}(r) \approx \nu_L \times \left(\frac{r^* y^+}{3.0} - 1 \right). \quad (6.21)$$

La figure 6.7(b) présente la diffusivité turbulente ε_{mL} ainsi obtenue. Nous y avons également reporté l'expression théorique établie par Reichardt (1951) qui s'écrit (équation 2.49) :

$$\varepsilon_{mL} = \frac{\kappa R}{6} u^* \left(1 - \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right) \left(1 + 2 \left(\frac{r}{R} \right)^2 \right). \quad (6.22)$$

où κ correspond à la constante de Von Karman et est prise égale à 0.4.

On constate alors que pour les distances adimensionnelles y^+ inférieures à 400 (*i.e.* $r^* \sim 0.3$), la diffusivité turbulente déduite expérimentalement est très proche celle donnée par la théorie. En revanche au centre de la conduite (pour $y^+ > 4000$), les valeurs expérimentales s'éloignent des valeurs théoriques. Les écarts alors constatés ne sont pas significatifs et résultent d'un défaut de la méthode d'interpolation. En effet, au centre de la conduite la contrainte totale τ_{Lz} tend vers zéro (condition d'axysymétrie). D'après l'équation 6.18, la dérivée de la vitesse $dU_L^+/d\ln(y^+)$ doit alors également s'annuler, ce qui n'est pas le cas avec notre interpolation.

Diffusivité turbulente d'énergie

Une procédure similaire peut être utilisée pour obtenir la diffusivité turbulente d'énergie ε_{TL} en écoulement monophasique chauffé. En effet, on peut montrer que dans ces conditions le flux de chaleur radial dans le liquide $q_L(r)$ s'exprime de la manière suivante (*c.f.* annexe F) :

$$q_L(r) = (\lambda_L + \rho_L C_{pL} \varepsilon_{TL}) \frac{dT_L}{dr} = \frac{R \dot{m}_r}{r \dot{m}} q_p, \quad (6.23)$$

où \dot{m} correspond au débit massique et \dot{m}_r est défini comme :

$$\dot{m}_r \triangleq \int_0^r \rho_L U_L 2\pi u du. \quad (6.24)$$

En introduisant les expressions de la vitesse T_L^+ (équation 6.8) et de la distance adimensionnelle à la paroi y^+ dans l'équation 6.23, on montre alors que la viscosité turbulente d'énergie ε'_{TL} s'écrit :

$$\varepsilon_{TL}(r) = \nu_L \frac{R \dot{m}_r}{r \dot{m}} y^+ \left(\frac{dT_L^+}{d\ln(y^+)} \right)^{-1} - \frac{\lambda_L}{\rho_L C_{p,L}} \quad (6.25)$$

Dans le cas de l'essai monophasique chauffé G3Q20, la vitesse U_L^+ et la température T_L^+ sont bien interpolées par les expressions suivantes (d'après la figure 6.8(a)) :

$$\begin{cases} U_L^+ \approx 2.82 \times \ln(y^+) + 20.3 \\ T_L^+ \approx 3.08 \times \ln(y^+) + 2.7 \end{cases} \quad (6.26)$$

Les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement ε_{mL} et d'énergie ε_{TL} peuvent alors être déterminées à partir des équations 6.19, 6.25 et 6.26.

La figure 6.8(b) présente les résultats obtenus et les compare aux valeurs calculées à l'aide de l'expression théorique de Reichardt (1951). Suite au constat réalisé précédemment, seules les valeurs obtenues pour une distance y^+ inférieure à 4000 (*i.e.* $r^* > 0.3$) ont été représentées.

On observe que les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'énergie sont très proches ce qui signifie que les transports turbulents de la chaleur et de la quantité de mouvement sont similaires. Par ailleurs, on constate que les diffusivités obtenues expérimentalement sont très proches de la diffusivité de Reichardt (1951), ce qui justifie *a posteriori*

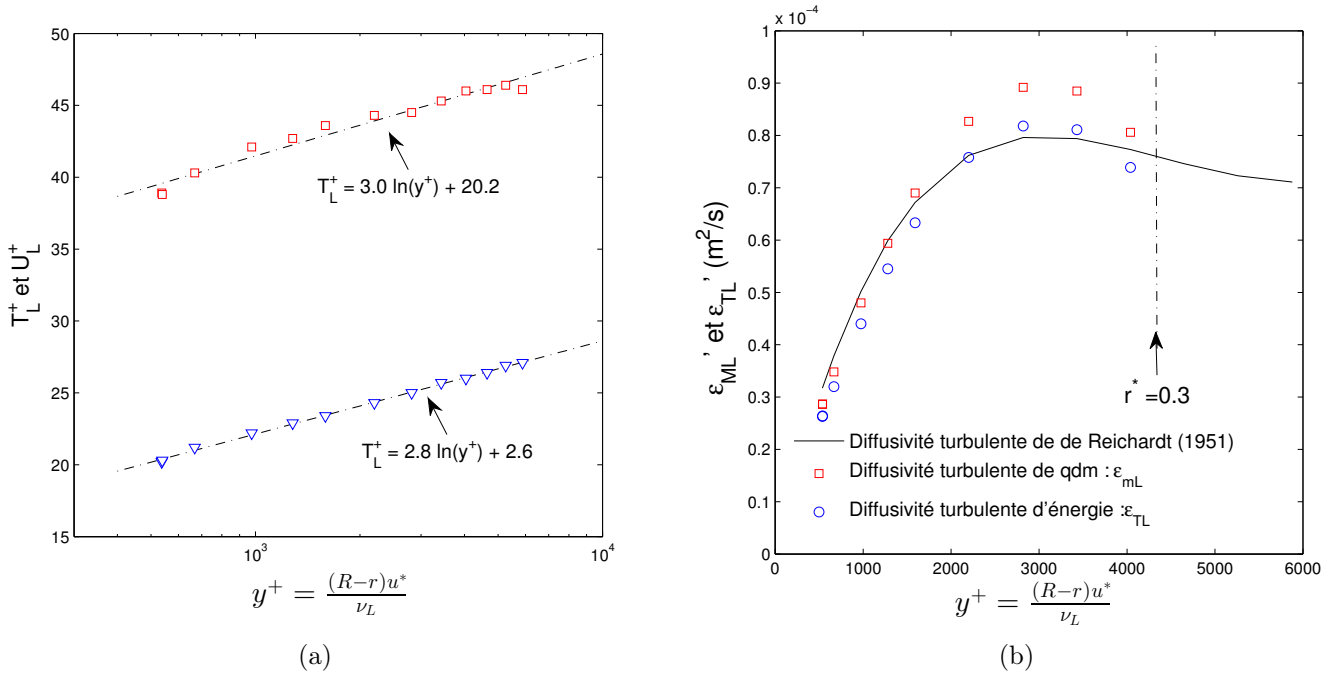


FIGURE 6.8 – Essai monophasique chauffé G3Q20 : (a) Evolution de la vitesse adimensionnelle U_L^+ et de la température T_L^+ avec la distance à la paroi y^+ - (b) profils de diffusivités turbulentes de quantité de mouvement ε_{mL} et d'énergie ε_{TL} .

son utilisation dans la modélisation présentée au chapitre 2.

On peut alors déduire des mesures expérimentales le nombre de Prandtl turbulent Pr_T , qui est défini comme le rapport des diffusivités turbulentes :

$$Pr_T \triangleq \frac{\varepsilon_{mL}}{\varepsilon_{TL}}. \quad (6.27)$$

La figure 6.9(a) présente l'évolution radiale du nombre de Prandtl turbulent pour l'essai précédent (essai G3Q20). On constate que ce dernier est proche de l'unité comme on s'y attend en écoulement monophasique chauffé.

Enfin, il est également possible d'obtenir les fluctuations turbulentes croisées $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'T'}$ qui sont définies à partir des diffusivités turbulentes comme (équation 2.41) :

$$\begin{aligned} \overline{u'v'} &= -\varepsilon'_{mL} \frac{dU_L}{dr} \\ \overline{v'T'} &= -\varepsilon'_{TL} \frac{dT_L}{dr}, \end{aligned} \quad (6.28)$$

et se réécrivent en unités adimensionnelles :

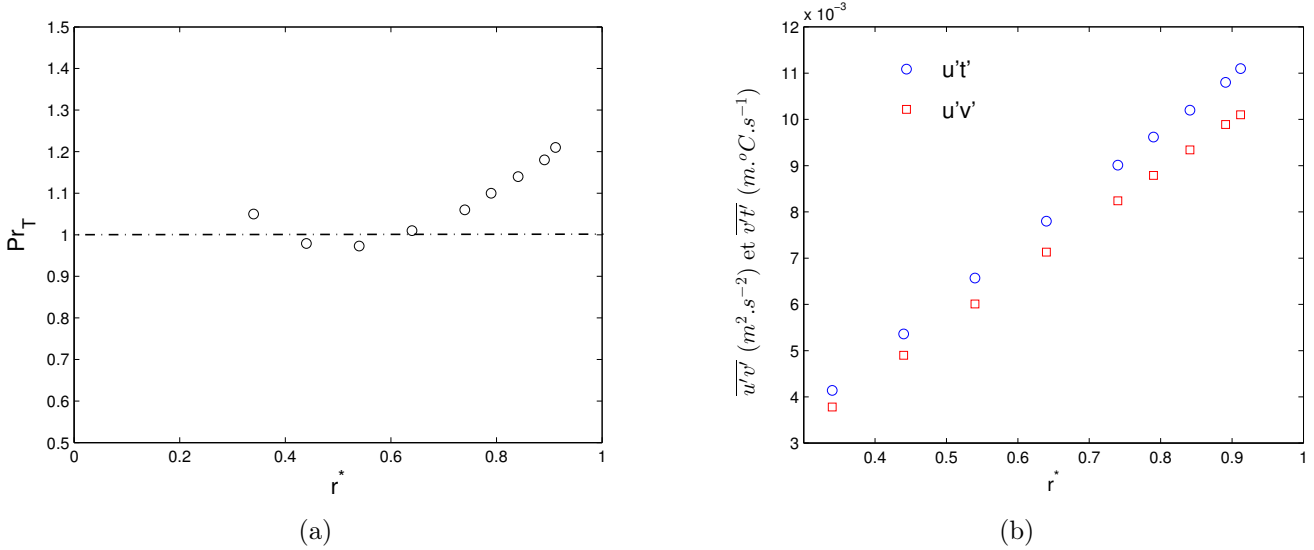


FIGURE 6.9 – Essai monophasique chauffé G3Q20 - (a) nombre de Prandtl turbulent Pr_T - (b) Fluctuations turbulentes croisées $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'T'}$.

$$\overline{u'v'} = \varepsilon'_{mL} \frac{u^{*2}}{\nu_L y^+} \frac{dU_L^+}{d \ln(y^+)} \quad (6.29)$$

$$\overline{v'T'} = \varepsilon'_{TL} \frac{u^* t^*}{\nu_L y^+} \frac{dT_L^+}{d \ln(y^+)}.$$

La figure 6.9(b) présente les fluctuations croisées $\overline{u'v'}$ et $\overline{v'T'}$ ainsi obtenues pour l'essai précédent. On constate que les fluctuations croisées évoluent linéairement avec la position radiale.

6.3 Mesures des fluctuations turbulentes $\sqrt{u'^2}$

Dans la section précédente, nous avons montré qu'il était possible d'obtenir des informations sur la turbulence à partir des mesures moyennes obtenues par thermo-anémométrie. Dans cette section nous allons montrer qu'il est également possible de mesurer directement le terme de fluctuations turbulentes de vitesse $\sqrt{u'^2}(r)$ en utilisant de la procédure du diagramme des fluctuations présentée dans le paragraphe 4.6.2.

Dans ce cadre, nous avons réalisé deux essais adiabatiques correspondant à deux vitesses massiques différentes, $G = 1000 \text{ kg/m}^2/\text{s}$ et $G = 2000 \text{ kg/m}^2/\text{s}$, dont les conditions aux limites sont précisées dans le tableau 6.6. Ces essais ont été réalisés à une pression de 26 bar ($T_{sat} = 79^\circ\text{C}$) afin de maximiser la température atteignable sur le capteur sans déclencher l'ébullition nucléée ($T_{w,max} \sim 82^\circ\text{C}$, ce qui correspond à un coefficient de surchauffe d'environ $a_{w,max} \sim 0.21$ pour des sondes à fil).

Lors de ces essais, nous avons utilisé des sondes à fil de $2.5 \mu\text{m}$ de diamètre car, en raison

Essai	P (bar)	G (kg/m ² /s)	T _e (°C)	q _p (kW/m ²)	T _s (°C)	X _{eq,s}	Re _s (×10 ³)
G1Q0	26	1000	19.9	0	19.9	-0.87	89.5
G2Q0	26	2040	20	0	19.9	-0.81	180.5

TABLE 6.6 – Conditions aux limites des mesures de fluctuations turbulentes.

de leur faible diamètre, elles ont une bande passante en fréquence beaucoup plus élevée que celles des sondes à film (de 70 μm de diamètre), ce qui constitue un avantages pour la mesure des grandeurs fluctuantes.

6.3.1 Problématique de la compensation en fréquence

Conformément à la procédure présentée au chapitre 4, les mesures de tension utilisées pour construire le diagramme des fluctuations ont été compensées en fréquence afin de corriger l'effet de filtrage de la sonde anémométrique.

L'expression théorique de la fréquence de coupure du fil est donnée par la relation suivante (équation 4.67) :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_w} = \frac{2Nu_{w,f}\lambda_f}{\pi d^2 C p_w \rho_w (1 + a_w)} \quad (6.30)$$

Dans le cas de l'essai G1Q0, en prenant une vitesse incidente de l'ordre d'un mètre par seconde, un coefficient de surchauffe de $a_w = 0.1$ et en estimant le nombre de Nusselt $Nu_{w,f}$ à l'aide de la corrélation de **Kramers (1946)** (équation 4.11), on obtient comme ordre de grandeur $f_c \sim 10\text{kHz}$. Néanmoins, comme la fréquence de coupure réelle d'une sonde à fil peut différer de sa valeur théorique, en raison par exemple de la formation de dépôt à la surface de la sonde, nous avons décidé de caractériser l'impact de la fréquence de coupure f_c utilisée dans la procédure de compensation.

Sur la figure 6.10, nous avons comparé pour l'essai G1Q0, les diagrammes des fluctuations obtenus pour trois fréquences de compensation différentes : $f_c = 500\text{Hz}$, $f_c = 1000\text{Hz}$ et $f_c = 10\text{kHz}$ et pour la position radiale correspondante à $r^* = 0.9$. L'essai G1Q0 étant adiabatique, les fluctuations turbulentes de température sont nulles et l'équation théorique du diagramme des fluctuations (équation 4.64) se réduit alors à :

$$\sqrt{H(\mathcal{R})} = \frac{\sqrt{e_w'^2}}{e_w G} = \mathcal{R}(a_w) \times \frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{U}}, \quad (6.31)$$

où \mathcal{R} est un coefficient qui dépend essentiellement de la surchauffe du fil (équation 4.66). La relation 6.31 est l'équation d'une droite par rapport à la variable \mathcal{R} dont la pente $\sqrt{u'^2}/\bar{U}$ donne accès aux fluctuations turbulentes de vitesse.

Sur la figure 6.10, on retrouve bien expérimentalement cette droite pour les valeurs de \mathcal{R} supérieures à 0.02 autour de laquelle tous les points se regroupent quelle que soit la fréquence de coupure. En revanche, dans la zone comprise entre $\mathcal{R} = 0$ et $\mathcal{R} = 0.02$ les points de mesure s'écartent de la droite précédente, ce phénomène étant d'autant plus marqué que

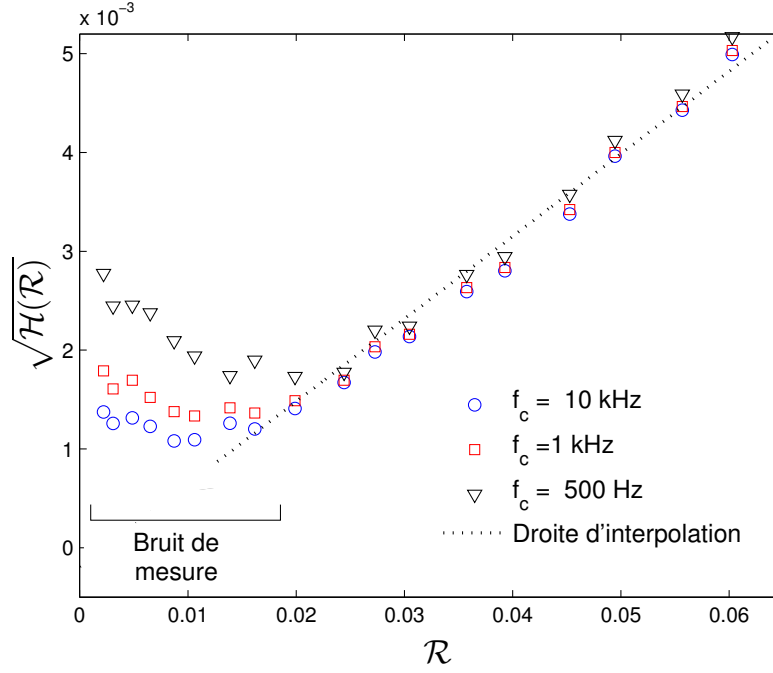


FIGURE 6.10 – Diagrammes des fluctuations obtenus pour l’essai G1Q0 et pour trois fréquences de compensation différentes ($r^* = 0.9$).

la fréquence de compensation est faible. Les comportements observés dans cette zone ne sont pas dus à la physique de l’écoulement mais à un trop faible rapport signal sur bruit. En effet, lorsque le paramètre \mathcal{R} tend vers zéro les tensions mesurées deviennent très faibles et la variance du signal de tension $\sqrt{e_w'^2}$ est très impactée par le bruit de mesure, ce qui conduit à une surestimation de la grandeur $\sqrt{H(\mathcal{R})}$ (c.f. équation 6.31).

Par conséquent, nous considérerons dans la suite uniquement les points expérimentaux obtenus pour des valeurs de \mathcal{R} supérieures à 0.02. Ceci signifie en particulier que les fluctuations turbulentes de température $\sqrt{t'^2}$ ne seront pas mesurables en écoulement monophasique chauffé. Ces dernières sont en effet égales à l’ordonnée à l’origine du diagramme des fluctuations (équation 4.64), dont la détermination nécessiterait des valeurs de \mathcal{R} bien plus faibles. Les fluctuations turbulentes de vitesse sont, elles, mesurables en utilisant la partie linéaire de la courbe.

Sur la figure 6.11 nous avons tracé les fluctuations turbulentes de vitesse $\sqrt{u'^2}/\bar{U}$ (qui correspondent à la pente de la partie linéaire de la courbe précédente) pour différentes positions radiales r^* , en utilisant les trois fréquences de coupure précédentes ($f_c = 500$ Hz, $f_c = 1$ kHz et $f_c = 10$ kHz). On constate que la fréquence de compensation choisie n’a que très peu d’impact sur les résultats obtenus. C’est pourquoi, pour la mesure des fluctuations turbulentes en monophasique, nous utiliserons dans un premier temps la valeur théorique de la fréquence de coupure.

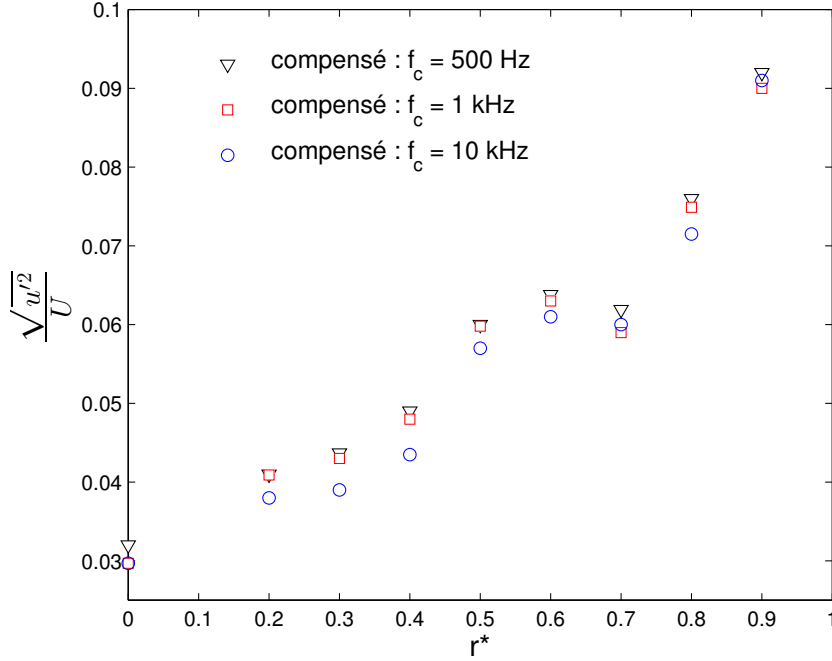


FIGURE 6.11 – Fluctuations turbulentes de vitesse $\sqrt{u'^2}/U$ obtenues pour l’essai G1Q0 et pour trois fréquences de compensation différentes.

6.3.2 Résultats

Dans ce paragraphe, nous validons les mesures de fluctuations turbulentes en les comparant à des données de références issues de la littérature (Laufer (1954)).

La figure 6.12 présente les profils radiaux de vitesse moyenne U_L^* (figure 6.12(a)) ainsi que les fluctuations de vitesse $\sqrt{u'^2}$ (figure 6.12(b)) obtenues pour les deux essais adiabatiques (G1Q0 et G2Q0).

Afin de pouvoir être comparées aux données de Laufer (1954), les fluctuations de vitesse sont normalisées par la vitesse de frottement u^* , que nous avons estimée à l’aide de la corrélation de MacAdams (1954) (équation 2.91). Cette vitesse vaut alors respectivement 3.9 cm/s et 7.3 cm/s pour les deux essais G1Q0 et G2Q0.

Les données expérimentales de Laufer (1954) ont été obtenues en écoulement turbulent établi dans une soufflerie dont le diamètre D vaut 25.4 cm. Les mesures ont été réalisées à l’aide d’un fil chaud (de 2.5 μm de diamètre et de 600 μm de longueur) et pour deux nombres de Reynolds différents ($Re = 50.000$ et $Re = 500.000$) qui encadrent nos conditions d’essais ($Re = 90.000$ et $Re = 180.000$). Dans nos essais comme dans les essais de Laufer (1954), les nombre de Reynolds Re sont définis comme :

$$Re \triangleq \frac{\rho D \langle U \rangle_2}{\mu}, \quad (6.32)$$

où $\langle U \rangle_2$ correspond à la vitesse moyennée sur la section d’essai.

Sur la figure 6.12, on constate un bon accord entre nos données expérimentales et les

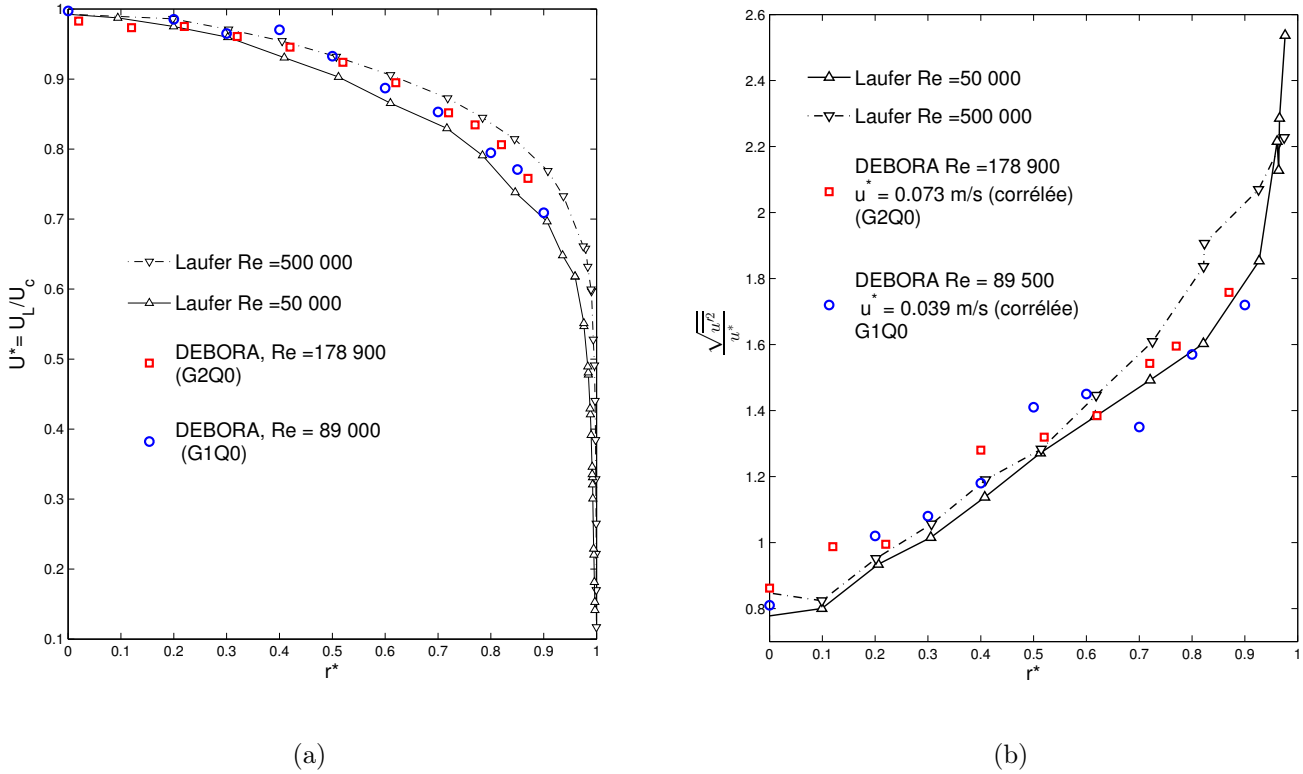


FIGURE 6.12 – Essais adiabatiques G1Q0 et G2Q0. Comparaison entre les mesures réalisées dans cette étude et les données de Laufer (1954) (a) vitesse moyenne adimensionnelle $U^* = U_L / U_c$ - (b) fluctuations de vitesse normalisées $\sqrt{u'^2} / u^*$.

données de Laufer (1954), tant du point de vue des grandeurs moyennes que des grandeurs turbulentes.

6.4 Conclusion

Ce chapitre avait pour objectif de valider les résultats obtenus par anémométrie thermique en écoulement monophasique.

Dans une première partie, nous avons présenté quelques résultats concernant la mesure des champs de vitesse et de température liquide moyennés en temps obtenus en écoulement monophasique isotherme et anisotherme. Ces résultats ont été comparés aux prédictions issues du modèle présenté au chapitre 2. Les bilans de masse et d'énergie ont également été vérifiés respectivement à mieux que $\pm 3\%$ et $\pm 0.2^\circ\text{C}$. Les écarts observés, tant dans la vérification des bilans que dans la comparaison entre la simulation numérique et les données expérimentales, sont de l'ordre de la précision des mesures, *i.e.* respectivement $\pm 4\%$ pour la vitesse et $\pm 0.3^\circ\text{C}$ pour la température. Ceci valide donc les procédures de mesure en écoulement monophasique. Nous avons également montré qu'il est possible de déduire des mesures moyennes les profils de diffusivités turbulentes de vitesse et de température ainsi

que le nombre de Prandtl turbulent.

Dans la seconde partie de ce chapitre, nous avons réalisé des mesures de fluctuations turbulentes de vitesse en utilisant la procédure du diagramme des fluctuations ([Kovaszny \(1953\)](#)). Les résultats obtenus sont là aussi cohérents avec les données issues de la littérature ([Laufer \(1954\)](#)), démontrant ainsi la faisabilité de la mesure des fluctuations turbulentes de vitesse en écoulement simple phase dans l'installation DEBORA. En revanche, nous avons montré que la mesure des fluctuations turbulentes de température n'est pas possible dans l'état actuel de la chaîne de mesure en raison d'un rapport signal sur bruit trop faible aux basses surchauffe.

La présentation des mesures réalisées en écoulement diphasique bouillant va maintenant faire l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 7

Résultats en écoulement diphasique bouillant

Sommaire

7.1	Introduction	189
7.2	Présentation et analyse des essais réalisés	190
7.2.1	Conditions aux limites des essais	190
7.2.2	Analyse des essais	191
7.2.3	Étude de la cohérence des mesures	202
7.3	Comparaison des mesures avec le modèle	208
7.4	Mesures de température et taux de vide	211
7.5	Conclusion	217

7.1 Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation des résultats obtenus en écoulement diphasique bouillant à l'aide de la méthodologie décrite au chapitre 5.

Dans la première partie, nous présenterons les résultats correspondant aux mesures des champs moyens de vitesse et de température liquide ainsi que de taux de vide. Ces résultats seront d'abord comparés à des mesures issues de la banque de données DEBORA (essais TESS, Guéguen (2013)), puis leur cohérence sera vérifiée à l'aide des bilans de masse et d'énergie.

Dans une seconde partie, les données expérimentales seront confrontées aux résultats fournis par le modèle décrit au chapitre 2. Les résultats de cette comparaison confirmeront la nécessité de disposer des mesures de température liquide dans les zones pariétales (distance à la paroi inférieure au millimètre).

Suite à ce constat, la troisième partie de ce chapitre sera consacrée à la présentation et à l'analyse d'essais spécifiques de mesure de température liquide en écoulement bouillant, essais pour lesquels, les mesures ont été réalisées jusqu'à une distance de 300 μm de la paroi chauffante.

7.2 Présentation et analyse des essais réalisés

7.2.1 Conditions aux limites des essais

Cinq essais ont été réalisés.

Lors de ces essais, la longueur chauffante, la pression, la vitesse massique et le titre thermodynamique moyen à la sortie de la section d'essais ont été fixés respectivement à :

- $L_{chauff} = 2.47$ m,
- $P_s = 14.6$ bar,
- $G = 2750$ kg.m⁻².s⁻¹,
- et $X_{eq,s} \sim 0$.

Le flux thermique q_p a varié entre 48 kW.m⁻² et 202 kW.m⁻². La température T_e imposée à l'entrée de la section d'essais, résulte alors des conditions précédentes et varie entre 29.1 °C et 48.2 °C.

Les conditions aux limites thermohydrauliques ainsi imposées sont détaillées dans le tableau 7.1. Chaque essai y est identifié de la manière suivante : $QxxxTeyy$, où $Qxxx$ désigne la consigne de flux thermique (kW/m²) et $Teyy$ la valeur de la température fixée à l'entrée de la section d'essais (°C).

	Référence essai	P_s (bar)	G (kg/m ² /s)	W (kW)	q_p (kW/m ²)	T_e (°C)	$X_{eq,s}$ (×10 ⁻³)	$T_{Ls,1D}$ (°C)	Re_s (×10 ³)
Thermo - anémométrie	Q200Te29	14.6	2788	30.2	202.8	29.1	1.5	51.7	386
	Q140Te37	14.6	2754	21	141.4	37.1	4.8	52.5	385
	Q110Te41	14.6	2745	16.7	111.8	40.7	3.5	53.1	387
	Q81Te45	14.6	2723	12.4	81.4	44.5	4	53.4	389
	Q48Te48	14.6	2703	7.2	48.1	48.2	- 0.2	53.7	391
Essais TESS	Q200Te29	14.6	2755	29.9	200.6	29.2	2.8	51.6	381
	Q140Te37	14.8	2741	20.9	140.5	37.0	4.7	52.5	383
	Q110Te41	14.6	2742	16.5	110.7	40.6	1.2	52.9	386
	Q81Te45	14.6	2739	11.9	80.3	44.5	1.9	53.2	388
	Q48Te48	14.6	2720	7.4	49.8	48.2	1.5	53.9	389

TABLE 7.1 – Conditions aux limites de la matrice des essais anémométriques et comparaison avec les conditions aux limites des essais TESS - $L_{chauff} = 2.47m$.

Nous avons également reporté dans ce tableau la température moyenne du liquide $T_{Ls,1D}$ calculée à la sortie de section d'essais à l'aide d'un bilan thermique (équation 7.11), ainsi que le nombre de Reynolds de l'écoulement Re_s (équation 6.2) dans lequel les propriétés physiques du liquide ont été calculées à la température $T_{Ls,1D}$.

Ces conditions d'essais ont été retenues car elles correspondent à des essais déjà réalisés dans la banque de données DEBORA (Campagne TESS¹, Guéguen et al. (2013)), dont les

1. Topologie de l'Ébullition Sous Saturée

conditions aux limites sont également précisées dans le tableau 7.1. Lors de cette campagne précédente :

- des mesures de topologie de l'écoulement ont été réalisées à l'aide d'une bisonde optique (taux de vide α_G , vitesse du gaz U_G , diamètre des bulles de vapeur d_B),
- des mesures de température liquide ont été réalisées à l'aide d'un thermocouple (de 500 μm de diamètre). Il convient toutefois de rappeler que dans ces essais, la température mesurée par le thermocouple a directement été assimilée à la température du liquide sans recourir à une procédure de distinction phasique. Il semble donc *a priori* légitime de s'interroger sur la validité de ces mesures.

Pour l'ensemble de ces conditions, nous disposons donc de mesures de référence pour :

- la vitesse de la phase vapeur dont la précision est estimée à $\pm 10\%$,
- le taux de vide dont la précision est estimée à $\pm 2\%$.
- la température du liquide dont la précision est estimée à $\pm 0.5^\circ\text{C}$,

que nous allons comparer aux mesures réalisées par thermo-anémométrie.

La sonde anémométrique utilisée lors de cette étude est une sonde à fil en Tungstène de 2.5 μm de diamètre et de 700 μm de longueur, protégée par un revêtement d'Alumine (Al_2O_3) de 20 nm d'épaisseur.

Conformément à la procédure présentée au chapitre 4, la sonde à fil a été démontée et nettoyée entre chacun des essais afin de limiter son encrassement (dépôt de particules) qui perturbe la mesure de vitesse (dérive des courbes d'étalonnage).

L'incertitude relative sur la mesure de vitesse liquide est estimée à $\pm 4\%$, tandis que l'incertitude de mesure sur la température du liquide est estimée à $\pm 0.3^\circ\text{C}$. L'incertitude absolue sur la mesure de taux de vide par thermoanémométrie est supposée égale à $\pm 2\%$.

7.2.2 Analyse des essais

Nous analysons ici les mesures de taux de vide et des champs de vitesse et de température liquides obtenues pour les conditions d'essais précédentes.

Profils de taux de vide

Sur la figure 7.1 nous avons représenté les profils de taux de vide mesurés par thermo-anémométrie et nous les avons comparé à ceux obtenus à l'aide de la sonde optique lors de la campagne TESS.

Les écarts constatés entre les mesures réalisées avec les deux types d'instrumentation sont au maximum de 5% en valeur absolue. Ils sont principalement observés dans les zones où le taux de vide est le plus important, *i.e.* près de la paroi chauffante. On observe en particulier une surestimation du taux de vide mesuré par thermo-anémométrie comparativement aux mesures réalisées par sonde optique pour l'essai Q81Te45 et une sous-estimation pour l'essai Q200Te29.

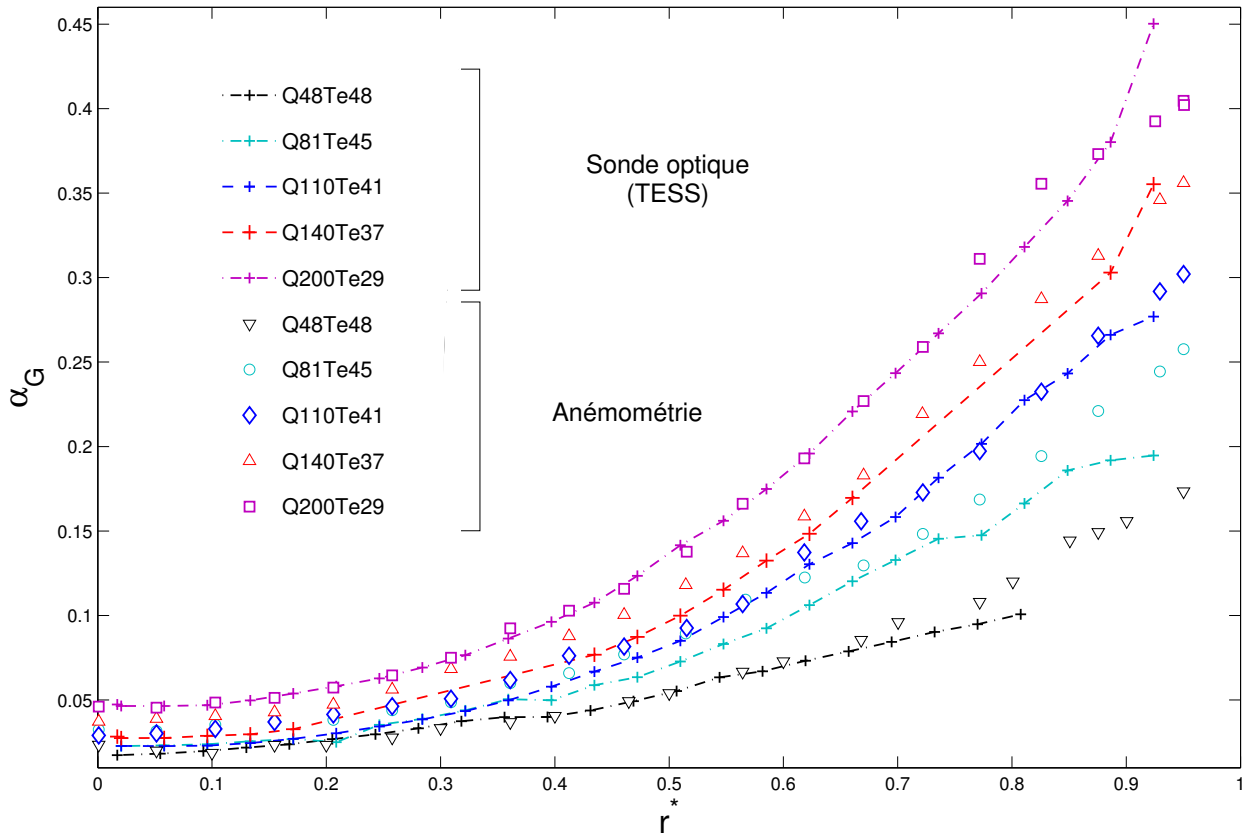


FIGURE 7.1 – Profils de taux de vide α_G - comparaison entre les mesures réalisées par anémométrie thermique et celle obtenues par sondes optiques.

Si ces écarts restent cohérents avec la précision des mesures ($\pm 2\%$ absolu), plusieurs explications peuvent toutefois être envisagées pour tenter de les expliquer :

- l'effet d'intégration spatiale lié à la longueur de la sonde ($l = 700 \mu\text{m}$), cette dernière étant relativement grande devant la taille des bulles de vapeur qui font entre $250 \mu\text{m}$ de diamètre (à la paroi) et $800 \mu\text{m}$ de diamètre au centre de l'écoulement (d'après les mesures topologiques réalisées par bi-sonde optique lors de la campagne TESS),
- les conditions aux limites thermohydrauliques des essais réalisés dans cette étude et celles des essais de référence diffèrent légèrement (*c.f.* tableau 7.1), notamment en terme de flux thermique. Or, [Cubizolles \(1996\)](#) note dans sa thèse que le taux de vide dans la zone pariétale est, toutes choses égales par ailleurs, fortement influencé par ce paramètre.

Sur la figure 7.1, on observe également que le taux de vide augmente lorsque le flux thermique augmente.

Afin de quantifier cette augmentation nous avons représenté sur la figure 7.2, l'évolution

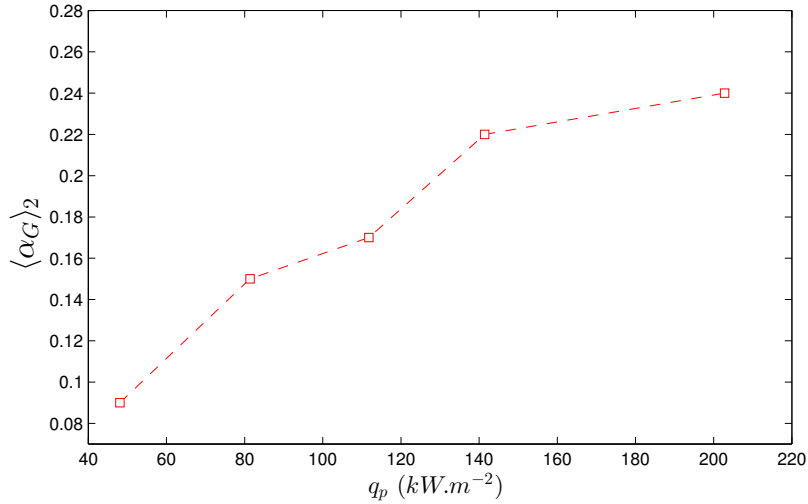


FIGURE 7.2 – Évolution du taux de vide moyenné sur la section de passage $\langle \alpha_G \rangle_2$ en fonction du flux thermique surfacique q_p .

du taux de vide moyenné sur la section de passage :

$$\langle \alpha_G \rangle_2 = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^R 2\pi \alpha_G r dr, \quad (7.1)$$

en fonction du flux thermique surfacique

On observe alors que le taux de vide moyen varie entre 9% et 24% selon le flux thermique considéré. Cette variation significative de taux de vide devrait *a priori* influencer les champs de vitesse et de température liquides obtenus pour les différents essais, ce que nous nous attacherons à caractériser dans la suite de l'analyse des résultats.

Profils de température liquide

Sur la figure 7.3, nous avons comparé les profils de température liquide mesurés par thermoanémométrie à ceux obtenus à l'aide du thermocouple (lors de la campagne TESS).

On constate que les résultats obtenus à l'aide de ces deux techniques de mesure sont très proches : les écarts constatés sont en moyenne inférieurs à $\pm 0.5^\circ C$, ce qui correspond à la précision annoncée pour les mesures réalisées à l'aide du thermocouple. Ce résultat montre que la température mesurée par le thermocouple peut légitimement être assimilée à la température du liquide, et ce malgré l'absence de procédure de distinction phasique lors des mesures par thermocouple. Il permet également de répondre à l'une des objections soulevées par Guéguen (2013) dans sa thèse qui interrogeait la validité des mesures de température liquide réalisées durant la campagne TESS.

Sur la figure 7.3, on observe également que plus le flux thermique est élevé, plus le déséquilibre thermique entre la zone de proche paroi et le cœur de l'écoulement est important

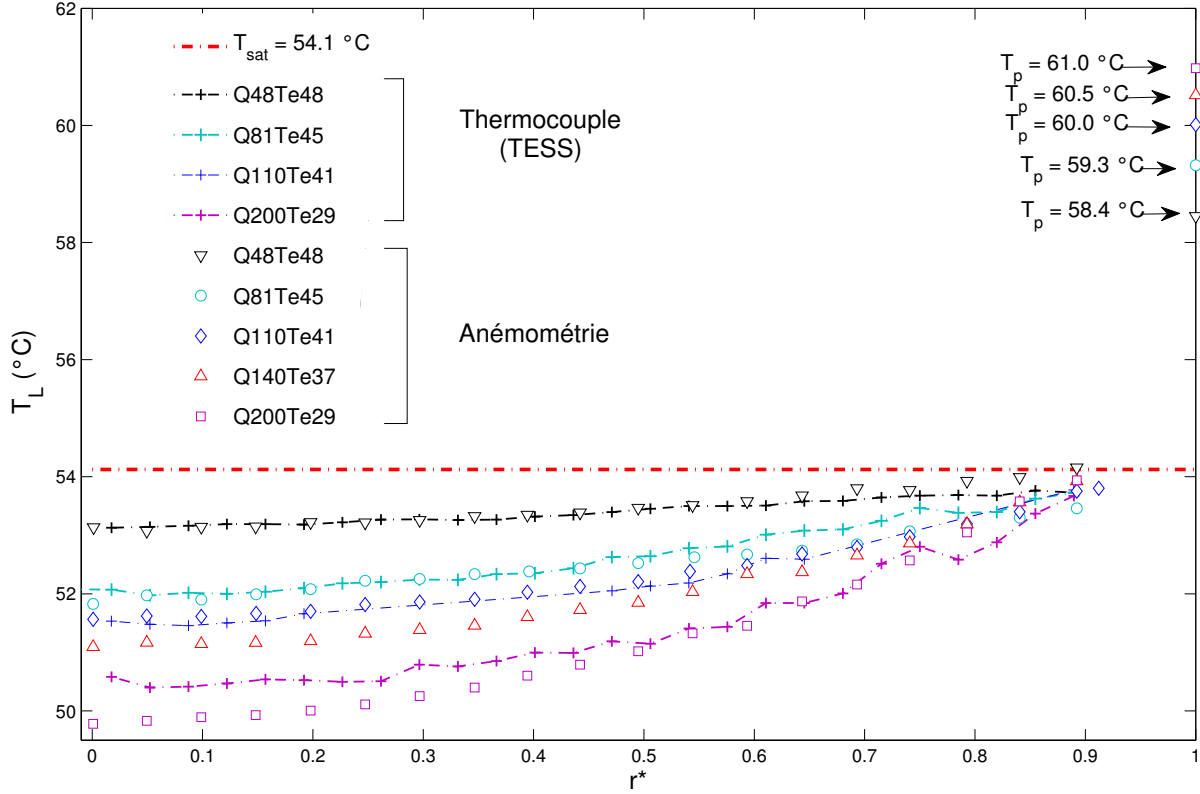


FIGURE 7.3 – Profil de température liquide T_L pour les conditions des essais précisées - Comparaison entre les mesures réalisées par anémométrie thermique et par thermocouple.

au niveau du plan de mesure. Ainsi, pour l'essai Q200Te29, réalisé pour un flux surfacique de $q_p \approx 203 \text{ kW.m}^{-2}$, on observe une différence de température entre le centre de la conduite et la température de saturation de l'ordre de 4 °C , alors que cette différence n'est que de 1 °C pour l'essai Q48Te48 ($q_p \approx 48 \text{ kW.m}^{-2}$).

Les profils de température liquide ayant toutefois été obtenus pour différentes valeurs de flux thermique, il est difficile de caractériser l'influence de l'augmentation du taux de vide observé précédemment sur la figure 7.2. Nous les avons donc retracé sur la figure 7.4 sous forme adimensionnelle. Cette figure présente alors l'évolution de la température T_L^+ en fonction de la distance à la paroi y^+ :

$$\begin{cases} T_L^+ \triangleq \frac{T_p - T_L}{t^*}, \\ y^+ \triangleq \frac{(R - r)u^*}{\nu_L}, \end{cases} \quad (7.2)$$

où T_p correspond à la température de paroi mesurée expérimentalement et où u^* et t^* représentent la vitesse de frottement et la température de frottement (équations 6.5 et 6.9) qui dépendent de la contrainte de frottement pariétale τ_p . Cette dernière n'ayant pas été mesurée expérimentalement, nous l'avons estimée à l'aide de la corrélation diphasique de

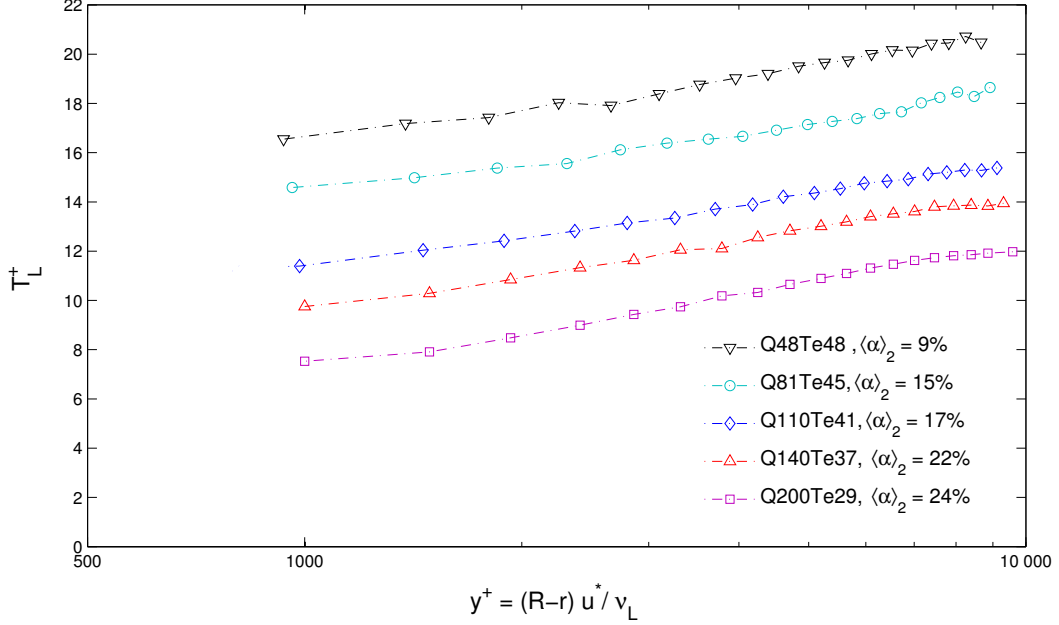


FIGURE 7.4 – Évolution de la température T_L^+ (mesures thermo-anémométriques) en fonction de la distance à la paroi y^+ (échelle logarithmique). $\langle \alpha_G \rangle_2$ correspond au taux de vide moyenné sur la section de passage.

Friedel (1979), qui est présentée dans l'annexe A. Les valeurs des vitesses et de températures de frottement ainsi obtenues sont reportées dans le tableau 7.2.

Les propriétés physiques du liquide utilisées dans le calcul de t^* et de u^* ont été évaluées à la température moyenne du liquide $T_{Ls,1D}$.

Référence essai	u^* (cm/s)	t^* (°C)
Q48Te48	11.2	0.26
Q81Te45	11.5	0.4
Q110Te41	11.8	0.55
Q140Te37	12.3	0.68
Q200Te29	12.4	0.93

TABLE 7.2 – Vitesses de frottement u^* et températures de frottement t^* calculées pour les essais du tableau 7.6

Sur la figure 7.4, on constate que les profils de température adimensionnels sont très peu influencés par l'augmentation du taux de vide (*i.e.* du flux thermique q_p). En effet, la pente des courbes ne varie pas et les profils apparaissent simplement translatés les uns par rapport aux autres, l'essai réalisé au plus fort flux thermique (*i.e.* au plus fort taux de vide) correspondant aux valeurs de température T_L^+ les plus faibles.

Deux conclusions peuvent être tirées de ces observations.

- d'une part, l'égalité des pentes suggère que l'augmentation du taux de vide influence relativement peu le transfert de chaleur dans la zone située entre le dernier point de mesure ($y^+ = 1000$) et le cœur de l'écoulement,

- d'autre part, la translation des courbes avec l'augmentation du taux de vide $\langle \alpha_G \rangle_2$ semble en revanche indiquer que le transfert thermique est amélioré dans la zone de proche paroi, pour $y^+ < 1000$.

En effet, le coefficient d'échange thermique convectif entre la paroi et le dernier point de mesure est défini comme :

$$h_t \triangleq \frac{q_p}{T_p - T_L(y^+=1000)}, \quad (7.3)$$

ce qui se réécrit en faisant intervenir la température adimensionnelle :

$$h_t = \rho_L C_{p,L} u^* \times \frac{1}{T_L^+(y^+=1000)}. \quad (7.4)$$

Ce coefficient est donc d'autant plus important que la température adimensionnelle mesurée au dernier point de mesure $T_L^+(y^+=1000)$ est faible. Ainsi le transfert thermique dans la zone de proche paroi est trois fois plus important dans l'essai Q200Te29 (où $h_t \approx 28 \text{ kW.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$), que dans l'essai Q48Te48 (où $h_t \approx 11 \text{ kW.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$).

Afin de vérifier l'ordre de grandeur des coefficients d'échange obtenus expérimentalement, nous les avons comparés sur la figure 7.5 à ceux calculés à l'aide de la corrélation de [Liu and Winterton \(1991\)](#), dont une présentation détaillée est donnée dans l'annexe A.3.

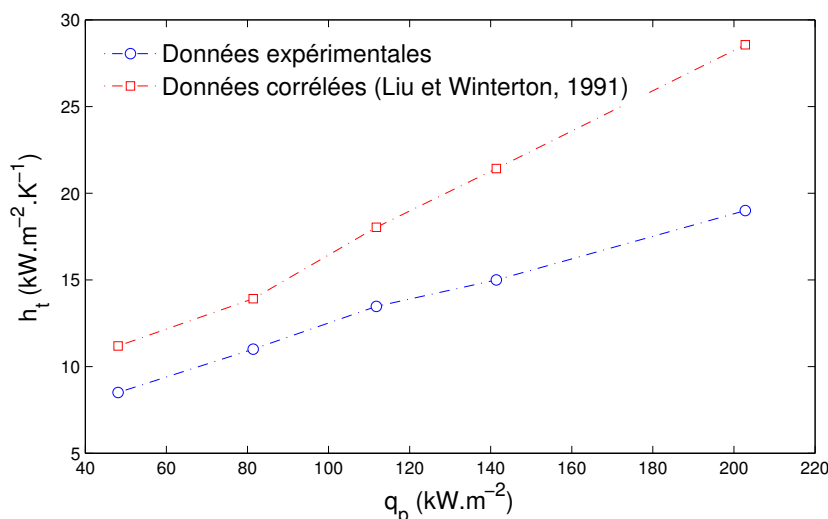


FIGURE 7.5 – Évolution du coefficient d'échange thermique h_t en fonction du flux thermique q_p : comparaison entre les coefficients expérimentaux et les coefficients calculés à l'aide de la corrélation de [Liu and Winterton \(1991\)](#).

On observe alors un bon accord qualitatif entre les données expérimentales et corrélées, même si la corrélation sousestime les coefficients expérimentaux, en particulier pour les flux thermiques les plus importants.

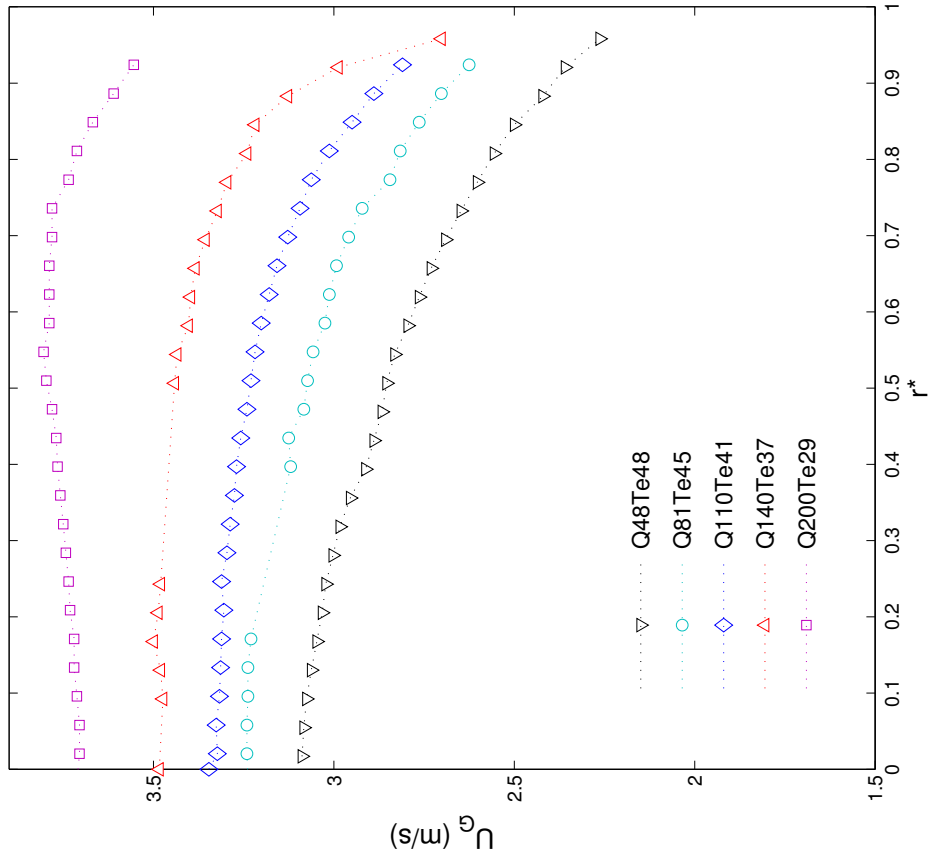
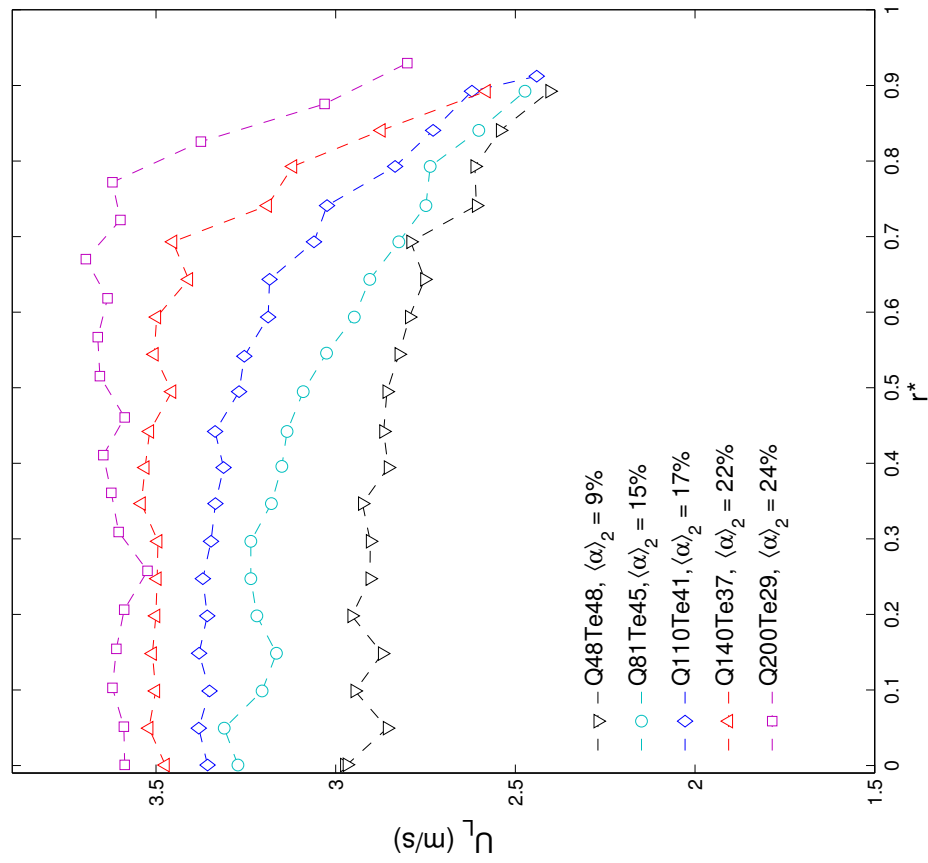


FIGURE 7.6 – (a) Profils de vitesse liquide U_L (thermoanémométrie) - (b) Profils de vitesse vapeur $U_G(r)$ (bi-sonde optique, campagne TESS) obtenus pour les conditions d'essais précisées dans le tableau 7.1. $\langle \alpha_G \rangle_2$ correspond au taux de vide moyenné sur la section de passage (c.f. figure 7.2)

Profils de vitesse

Les figures 7.6(a) et 7.6(b) présentent respectivement les profils de vitesse liquide $U_L(r)$ mesurés par thermo-anémométrie et les profils de vitesse de la vapeur $U_G(r)$ mesurés par bi-sonde optique.

Sur la figure 7.6(a), on observe que la vitesse du liquide augmente au fur et à mesure que le flux thermique augmente. Dans le même temps, les profils de vitesse s'aplatissent. Ce comportement est une conséquence directe de l'augmentation du taux de vide observée précédemment avec l'augmentation du flux surfacique.

En effet, la masse volumique locale ρ_m du mélange diphasique, constitué par le liquide chauffé et les bulles de vapeur, diminue quand la quantité de vapeur augmente ce qui provoque l'accélération de l'écoulement par conservation du débit massique. En outre, comme le taux de vide est maximum à la paroi (*c.f.* figure 7.1), l'accélération de l'écoulement est également plus forte à la paroi qu'au centre de l'écoulement, ce qui tend à aplatir les profils de vitesse. Enfin, l'augmentation du taux de vide s'accompagne *a priori* d'un accroissement de l'agitation turbulente induite par les bulles de vapeur, ce qui contribue également à cet aplatissement : plus la turbulence est importante, plus la quantité de mouvement est diffusée du cœur de l'écoulement vers la paroi et plus les profils de vitesse s'aplatissent.

On retrouve des comportements similaires sur les profils de vitesse de la vapeur (figure 7.6(b)).

Afin de comparer plus en détail les profils de vitesse du liquide aux profils de vitesse de la vapeur, nous les avons retracés sur la figure 7.7 pour les trois essais Q48Te48, Q110Te41 et Q200Te29.

On observe alors que pour ces trois essais, les vitesses liquides sont très proches de vitesses vapeur jusqu'à la position radiale $r^* = 0.75$, les écarts constatés étant alors inférieurs à 0.2 m/s. Dans cette zone, la vitesse du liquide mesurée est parfois supérieure à la vitesse de la vapeur, ce qui est *a priori* un résultat non physique, la vapeur se déplaçant plus vite que le liquide par effet de densité. Ce comportement peut sans doute s'expliquer par les incertitudes de mesure de vitesse, à la fois pour la vitesse liquide ($\pm 4\%$) et pour la vitesse vapeur ($\pm 10\%$).

Si pour l'essai Q48Te48, les écarts entre les vitesses du liquide et de la vapeur restent faibles jusqu'au dernier point de mesure, on observe en revanche, pour les essais Q200Te29 et Q110Te41, des écarts beaucoup plus importants au voisinage de la paroi chauffante (pour $r^* > 0.75$). Dans cette zone, la vitesse du liquide diminue alors plus rapidement que la vitesse de la vapeur, ce qui conduit par exemple à un écart d'environ 0.7 m/s pour l'essai Q200Te29 en $r^* = 0.9$. Le liquide semble donc beaucoup plus influencé par la proximité de la paroi chauffante que la vapeur.

Ces observations expérimentales montrent en outre, que si l'emploi du modèle homogène

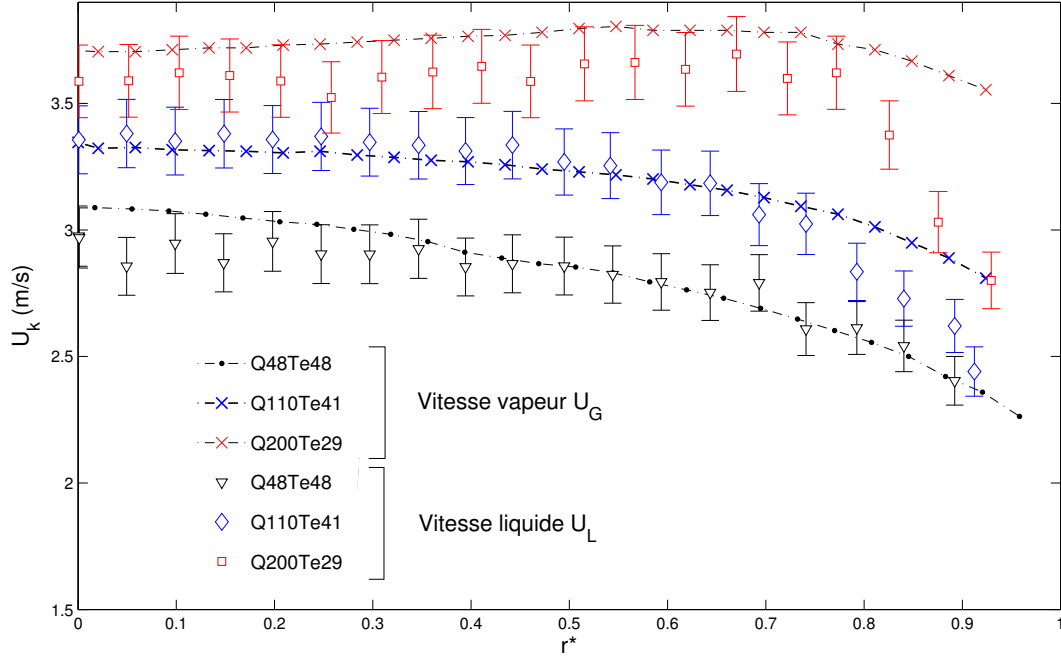


FIGURE 7.7 – Comparaison entre les profils de vitesse liquide $U_L(r)$ et les profils de vitesse vapeur $U_G(r)$ pour les trois essais Q48Te48, Q110Te41 et Q200Te29.

équilibré mécaniquement² se justifie dans la construction du modèle présenté au chapitre 2, pour des positions éloignées de la paroi chauffante, ou pour des essais à faible taux de vide, il peut en revanche être remis en question au voisinage de la paroi pour les essais à fort taux de vide.

Afin de compléter notre analyse, nous avons représenté sur la figure 7.8 l'évolution de la vitesse adimensionnelle $U_L^+ \triangleq U_L/u^*$, en fonction de la distance à la paroi y^+ .

On retrouve sur cette figure, les comportements observés précédemment sur les profils vitesse dimensionnels (figure 7.6(a)) : au cœur de l'écoulement (pour $y^+ > 2000$), les profils de vitesse s'aplatissent au fur et à mesure que le taux de vide augmente et, dans le même temps, les gradients de vitesse s'intensifient au voisinage de la paroi (pour $y^+ < 2000$).

Ces tendances diffèrent en revanche de celles que nous avons précédemment observées sur les profils de température adimensionnelle T_L^+ , qui étaient très peu impactés par l'augmentation du taux de vide (figure 7.4).

Afin de mieux analyser cette différence de comportement, nous avons reporté sur la figure 7.9, les différents profils de vitesse et de température adimensionnelles obtenus pour les trois essais Q48Te48, Q110Te41 et Q200Te29.

Sur cette figure, on observe un changement de comportement progressif au fur et à mesure que l'écoulement s'éloigne d'une condition monophasique (*i.e.* que la quantité de vapeur augmente dans l'écoulement).

2. qui suppose que les vitesses du liquide et du gaz sont égales (hypothèse [H6] au chapitre 2)

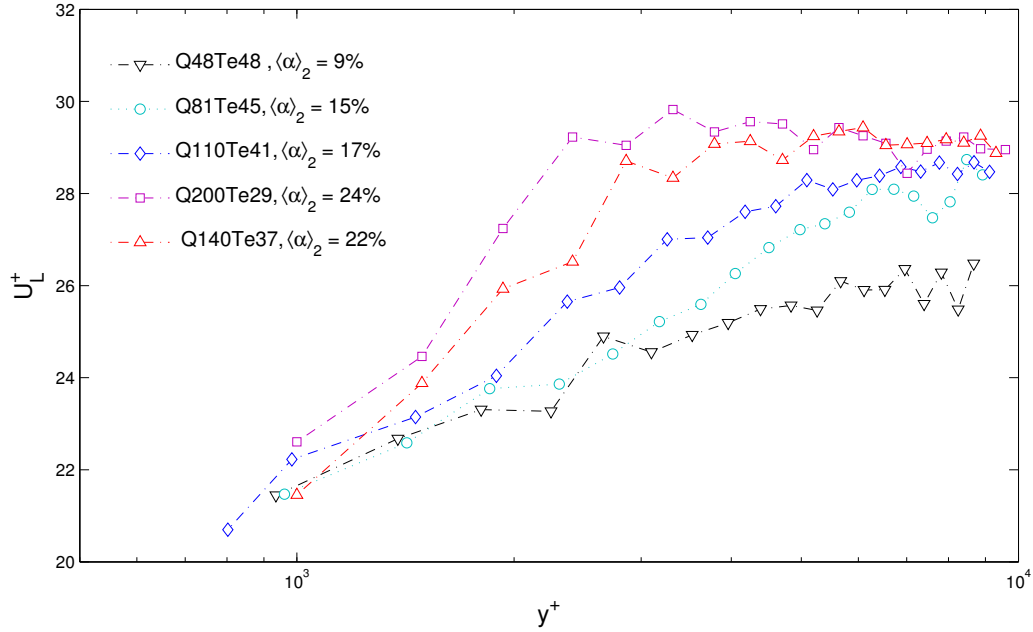


FIGURE 7.8 – Évolution de la température U_L^+ (mesure thermo-anémométriques) en fonction de la distance à la paroi y^+ (échelle logarithmique). $\langle\alpha_G\rangle_2$ correspond au taux de vide moyenné sur la section de passage.

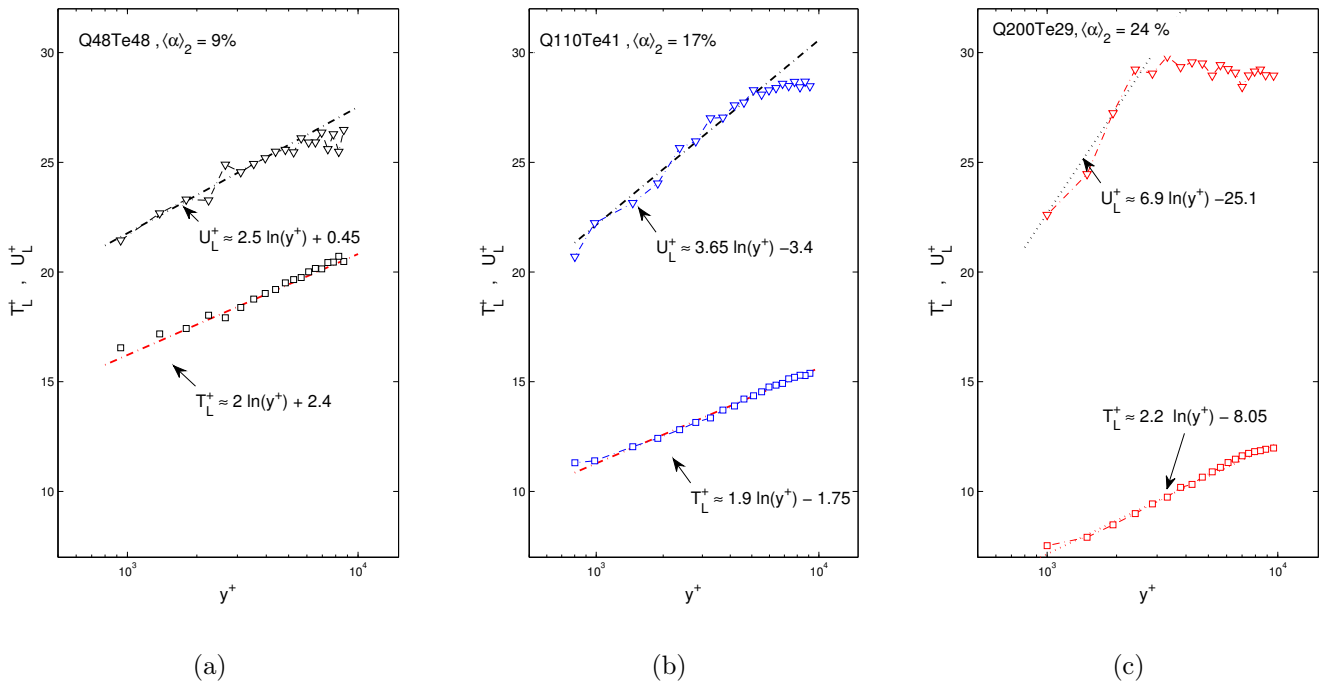


FIGURE 7.9 – Comparaison entre les profils de vitesses adimensionnelle $U_L^+ = f(y^+)$ et de température adimensionnelle $T_L^+ = f(y^+)$ - (a) essai Q48Te48 : $\langle\alpha_G\rangle_2 = 9\%$ - (b) essai Q110Te41 : $\langle\alpha_G\rangle_2 = 17\%$ - (c) essai Q200Te29 : $\langle\alpha_G\rangle_2 = 24\%$.

Ainsi sur la figure 7.9(a), qui correspond à l'essai pour lequel le taux de vide est le plus faible (essai Q48Te48), on constate que les profils de vitesse et de température sont analogues

et ont des pentes très proches. Ce comportement avait déjà été observé en monophasique (*c.f.* figure 6.6) et suggère que les transports de quantité de mouvement et de la chaleur sont alors similaires.

En revanche, lorsque le taux de vide $\langle \alpha_G \rangle_2$ augmente, (figures 7.9(b) et 7.9(c)), l'allure du profil de vitesse s'éloigne de plus en plus de celle du profil de température. Ceci semble indiquer que les mécanismes de transport de la quantité de mouvement et de la chaleur diffèrent au fur et à mesure que l'écoulement s'éloigne d'une condition monophasique.

Ces observations conduisent alors à s'interroger sur la validité de l'analogie de Prandtl en écoulement bouillant, qui suppose que les diffusivités turbulentes de quantité de mouvement et d'énergie sont égales. Cette hypothèse intervient en particulier dans la construction du modèle présenté au chapitre 2 et avait déjà été remise en question par Guéguen et al. (2013) suite à l'analyse de ses résultats numériques.

Tentative de mesure des fluctuations turbulentes de vitesse et de température

En plus des grandeurs moyennes, nous avons également tenté de mesurer les fluctuations turbulentes de vitesse liquide $\sqrt{u_L'^2}$ et de température liquide $\sqrt{t_L'^2}$, en utilisant la méthode du diagramme des fluctuations présentée au chapitre 4.

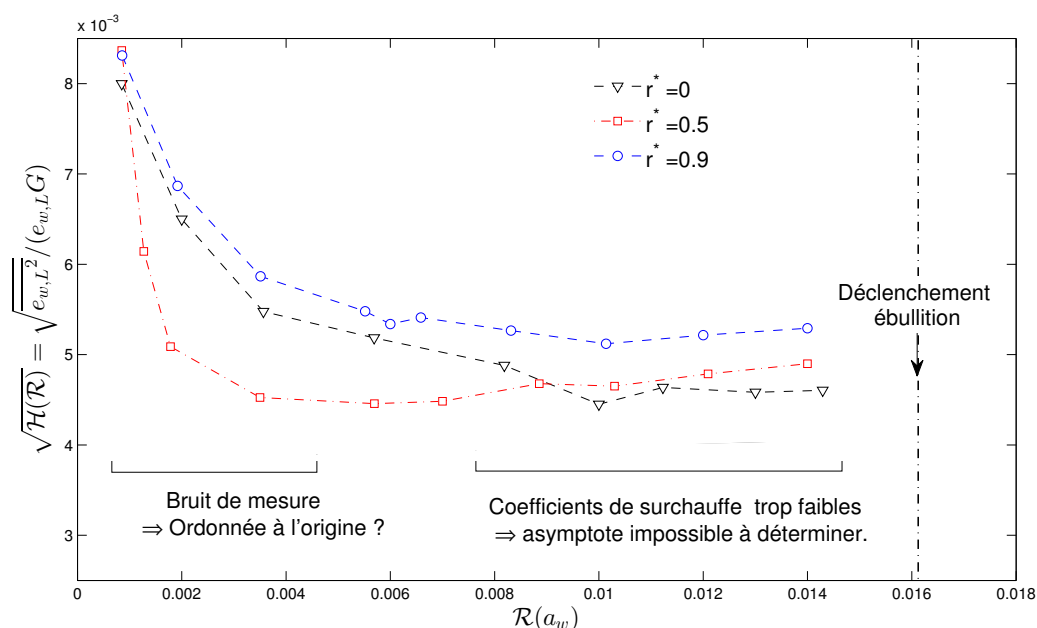


FIGURE 7.10 – Diagrammes des fluctuations obtenus pour l'essai Q200Te29 et pour trois positions radiales différentes. Le paramètre \mathcal{R} est fait varier expérimentalement en augmentant le coefficient de surchauffe a_w .

Cependant, comme on peut l'observer sur la figure 7.10, qui présente les diagrammes de fluctuations obtenus pour l'essai G200Te29, nous avons été confronté à deux problèmes majeurs qui nous ont empêchés d'accéder à ces grandeurs turbulentes :

- d'une part, le bruit de mesure est trop important aux faibles surchauffes pour déterminer l'ordonnée à l'origine du diagramme, qui donne normalement accès au terme de fluctuations turbulentes de température $\sqrt{t_L'^2}$. Ceci avait déjà été relevé au chapitre 6, lors de l'analyse des essais monophasiques,
- d'autre part, les coefficients de surchauffe sont limités à de très faibles valeurs par l'apparition de l'ébullition nucléée à la surface du fil. Ce phénomène doit en effet être évité lors des mesures turbulentes, car le principe du diagramme des fluctuations repose sur l'hypothèse d'un échange purement convectif entre la sonde et l'écoulement (*c.f.* paragraphe 4.6.2).

Dans les conditions étudiées ici, la sonde bout pour des coefficients de surchauffe a_w d'environ 0.04. Ces valeurs sont cinq fois plus faibles que celles atteintes lors des mesures turbulentes effectuées en écoulement monophasique (au paragraphe 6.3). Comme on peut le constater sur la figure 7.10, ces surchauffes sont alors trop faibles pour déterminer l'asymptote du diagramme des fluctuations, dont la pente donne normalement accès au terme de fluctuations turbulentes de vitesse $\sqrt{u_L'^2}$.

7.2.3 Étude de la cohérence des mesures

L'objectif ce paragraphe est de vérifier la cohérence de l'ensemble des mesures moyennes (vitesses, températures liquides et taux de vide) présentées précédemment :

- en vérifiant d'une part, les bilans de masse et d'énergie,
- et en comparant, d'autre part, le taux de vide expérimental moyenné sur la section de passage $\langle \alpha_G \rangle_2$, au taux de vide moyen obtenu par un modèle de référence.

Cohérence des mesures de vitesse : vérification des bilans de masse

On cherche ici à vérifier la cohérence des mesures de vitesse liquide en vérifiant que l'intégration des profils expérimentaux permet de retrouver le débit massique mesuré en entrée de section d'essais. Nous avons donc comparé :

- (i) la vitesse massique calculée à partir du débit mesuré en entrée de section d'essai :

$$G = \frac{\dot{m}}{S}, \quad (7.5)$$

- (ii) à la vitesse massique déduite de l'intégration des mesures expérimentales. Cette dernière s'écrit :

$$G_{exp} = \langle \alpha_L \rho_L U_L + \alpha_G \rho_{G,sat} U_G \rangle_2, \quad (7.6)$$

où U_L , U_G , α_L et $\langle \cdot \rangle_2$ correspondent respectivement à la vitesse liquide mesurée par thermo-anémométrie, à la vitesse vapeur mesurée lors de la campagne TESS, au taux de présence de la phase liquide défini par :

$$\alpha_L = 1 - \alpha_G, \quad (7.7)$$

et à l'opérateur de moyenne surfacique (équation 7.1).

La densité du liquide ρ_L est calculée à la température locale du liquide mesurée expérimentalement.

Afin de pouvoir être intégrés numériquement, les profils expérimentaux de vitesse ainsi que de taux de vide doivent être prolongés à la paroi.

Les profils de taux de vide ont donc été prolongés à la paroi par extrapolation linéaire à partir des deux derniers points de mesure (situés à $500 \mu\text{m}$ de la paroi chauffante).

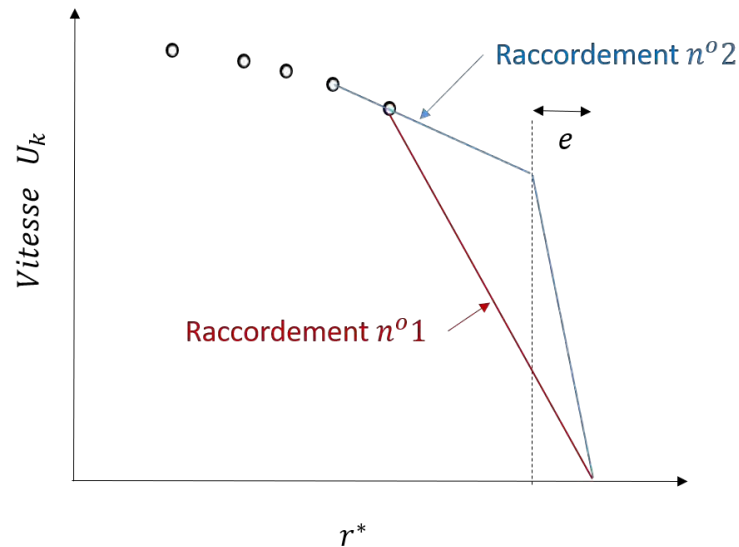


FIGURE 7.11 – Hypothèses de raccordement à la paroi pour l'intégration des mesures de vitesses.

Les profils de vitesse liquide et vapeur sont raccordés à zéro à la paroi (condition de non-adhérence à la paroi). Deux hypothèses de raccordement qui sont schématisées sur la figure 7.11 ont été testées afin d'établir la sensibilité de la vitesse massique G_{exp} à l'hypothèse de raccordement à la paroi :

1. un raccordement linéaire direct entre la paroi et le dernier point de mesure situé à environ 1 mm de cette dernière pour la vitesse liquide et à $500 \mu\text{m}$ pour la vitesse gaz (**hypothèse de raccordement n° 1**),
2. un raccordement en deux parties (**hypothèse de raccordement n° 2**). Un premier segment prolonge d'abord le profil de vitesse jusqu'à une distance e de la paroi par extrapolation linéaire des deux derniers points de mesure. Un deuxième segment raccorde ensuite linéairement la vitesse à une valeur nulle en paroi. L'épaisseur de la zone de proche paroi a été fixé à $e = 300 \mu\text{m}$ car cette valeur correspond au diamètre de détachement des bulles mesuré lors de la campagne TESS pour les essais considérés.

Le tableau 7.3 présente les résultats obtenus. ΔG désigne l'écart relatif entre la vitesse massique déduite de l'intégration des mesures de vitesse G_{exp} et la vitesse massique imposée G :

$$\Delta G = \frac{G_{exp} - G}{G}. \quad (7.8)$$

Cas	G (kg/m ² /s)	Raccordement n° 1		Raccordement n° 2	
		G_{exp} (kg/m ² /s)	ΔG (%)	G_{exp} (kg/m ² /s)	ΔG (%)
Q200Te29	2788	2621	-6.2	2788	0
Q140Te37	2754	2610	-5.1	2672	-2.9
Q110Te41	2745	2640	-4.5	2675	-2.5
Q81Te45	2723	2580	- 5.1	2650	-2.6
Q48Te48	2703	2530	- 6.3	2610	-3.3

TABLE 7.3 – Étude de cohérence des mesures de vitesses liquides - Comparaison entre la vitesse massique imposée G et la vitesse massique déduite de l'intégration des profils de vitesse expérimentaux G_{exp} pour les deux types de raccordement proposés sur la figure 7.11.

On observe que lorsque les vitesses sont directement raccordées à une vitesse nulle en paroi (**hypothèse de raccordement n° 1**), les écarts ΔG constatés sont compris entre 4 à 6.5 % , la vitesse massique calculée à partir des profils expérimentaux G_{exp} étant toujours inférieure à la vitesse massique imposée G .

Ces écarts s'expliquent, probablement, en raison de l'hypothèse de raccordement à la paroi qui sous-estime *a priori* les vitesses dans la zone située entre le dernier point de mesure (situé à 1mm de la paroi) et la paroi chauffante. En effet, par définition de l'opérateur de moyenne spatiale en coordonnées cylindriques (équation 7.1), cette zone a un poids relatif important dans le calcul de l'intégrale.

Ainsi, lorsqu'on utilise le deuxième type de raccordement (**hypothèse de raccordement n° 2**) qui approxime *a priori* mieux les vitesses dans la zone de proche paroi chauffante, les écarts observés entre la vitesse massique calculée par intégration des mesures et la vitesse massique imposée diminuent. Pour les cinq essais, les écarts constatés sont alors inférieurs à 3%, ce qui est inférieur à la précision des mesures de vitesse liquide ($\pm 4\%$).

Cohérence des mesures de température liquide : vérification des bilans d'énergie

On cherche ici à vérifier la cohérence des mesures de température liquide en comparant la température moyenne liquide $T_{Ls,1D}$ obtenue grâce à l'écriture du bilan monodimensionnel, avec la température moyenne du liquide déduite de l'intégration des mesures, $T_{Ls,exp}$. La méthodologie retenue est la suivante :

- Pour chaque essai, les profils de taux de vide et de vitesse de vapeur ont été mesurés à l'aide d'une bi-sonde optique lors de la campagne TESS. On peut donc calculer le titre massique de vapeur moyen en sortie de section d'essais $X_{exp,s}$ défini par la relation suivante :

$$X_{exp,s} \triangleq \frac{\langle \rho_{G,sat} \alpha_G U_G \rangle_2}{G}. \quad (7.9)$$

Afin de les calculer, les profils de taux de vide ont été prolongés à la paroi par extrapolation linéaire des deux derniers points de mesure. Les profils de vitesse vapeur ont été raccordés à une vitesse nulle en paroi à l'aide de l'hypothèse de raccordement n° 2.

L'enthalpie liquide moyenne débitante en sortie de section d'essais $H_{L,s-1D}$ s'écrit alors à partir de l'enthalpie moyenne débitante du mélange $H_{m,s-1D}$ comme suit :

$$H_{L,s-1D} = \frac{H_{m,s-1D} - X_{exp,s}H_{G,sat}}{1 - X_{exp,s}}, \quad (7.10)$$

où $H_{G,sat}$ correspond à l'enthalpie moyenne débitante de la vapeur à saturation.

L'enthalpie moyenne débitante du mélange $H_{m,s-1D}$ s'obtient à l'aide d'un bilan d'énergie totale et s'écrit :

$$H_{m,s-1D} = H_{L,e} + \frac{W}{\dot{m}}, \quad (7.11)$$

où $H_{L,e}$ correspond à l'enthalpie moyenne débitante liquide en entrée de section d'essais.

La combinaison des équations 7.10 et 7.11 permet alors d'obtenir la relation suivante :

$$H_{L,s-1D} = \frac{H_{L,e} + W/\dot{m} - X_{exp,s}H_{G,sat}}{1 - X_{exp,s}}. \quad (7.12)$$

On peut donc en déduire la température moyenne du liquide $T_{L,s-1D}$ grâce à l'équation d'état du Fréon R134a, la pression étant supposée constante et égale à la pression de sortie.

- L'enthalpie moyenne liquide expérimentale $H_{Ls,exp}$ est définie pour sa part par la relation suivante :

$$H_{Ls,exp} \triangleq \frac{\langle \alpha_L \rho_L U_L h_{Lexp,s} \rangle_2}{\langle \alpha_L \rho_L U_L \rangle_2}, \quad (7.13)$$

où $h_{Lexp,s}(r)$ correspond à l'enthalpie liquide locale obtenue à partir des mesures locales de température, la pression étant supposée constante et égale à la pression de sortie. Le profil de température a été raccordé en paroi en réalisant une interpolation linéaire entre la température du dernier point de mesure (situé à 1 mm de la paroi) et la température de paroi mesurée. Le profil de vitesse a été raccordé à une vitesse nulle à la paroi à l'aide de l'hypothèse de raccordement n° 2. L'enthalpie liquide moyenne $H_{L,exp}$ ainsi déterminée, on en déduit la température liquide moyenne $T_{L,exp}$ à l'aide de l'équation d'état.

Le tableau 7.4 présente les résultats obtenus. ΔT_{Lb} désigne l'écart entre la température moyenne déduite du bilan thermique et celle provenant de l'intégration du profil de température liquide :

$$\Delta T_{Lb} = T_{Ls,1D} - T_{Ls,exp}. \quad (7.14)$$

On constate que les écarts maximum obtenus sont de 0.6°C. Ces écarts sont supérieurs à ceux observés en écoulement monophasique ($\pm 0.2^\circ\text{C}$) mais restent toutefois acceptables compte tenu de la précision des différentes mesures (taux de vide, vitesse liquide, température du liquide). Afin de vérifier que ces écarts ne sont pas liés à l'hypothèse utilisée pour raccorder la vitesse à la paroi (hypothèse de raccordement n° 1) nous avons également testé l'hypothèse

Essai	\mathbf{X}_{exp} ($\times 10^{-2}$)	$\mathbf{H}_{Ls,exp}$ (kJ/kg)	$\mathbf{H}_{Ls,1D}$ (kJ/kg)	$\mathbf{T}_{Ls,exp}$ (°C)	$\mathbf{T}_{Ls,1D}$ (°C)	$\Delta \mathbf{T}_{Lb}$ (°C)
Q200Te29	2.24	274.49	274.23	51.86	51.69	-0.17
Q140Te37	2.0	275.4	275.46	52.44	52.48	0.04
Q110Te41	1.23	275.8	276.5	52.69	53.14	0.45
Q81Te45	0.89	275.99	276.98	52.81	53.44	0.63
Q48Te48	0.49	277.55	277.46	53.8	53.74	-0.06

TABLE 7.4 – Évaluation de la cohérence des températures liquides - Comparaison entre la température moyenne obtenue par bilan thermique $T_{Ls,1D}$ et la température moyenne obtenue par intégration des profils de température $T_{Ls,exp}$.

de raccordement n° 2. Nous avons alors obtenus les mêmes écarts de température (à $\pm 0.01^\circ\text{C}$ près).

Cohérence des mesures de taux de vide

On cherche ici à vérifier la cohérence des mesures de taux de vide obtenues par thermo-anémométrie. Dans cet objectif, on va donc comparer le taux de vide expérimental moyenné sur la section d'essais $\langle \alpha_{G,exp} \rangle_2$ aux résultats donnés par un modèle de référence issu de la littérature. Nous avons retenu le modèle de **Lahey and Moody (1977)**. Ce modèle permet d'exprimer le taux de vide moyenné sur la section d'essais comme :

$$\langle \alpha_{G,Lahey} \rangle_2 = \frac{X}{C_0 \left(X + (1 - X) \frac{\rho_{G,sat}}{\rho_L} \right) + \rho_{G,sat} \frac{\widetilde{U}_{Gj}}{G}}, \quad (7.15)$$

où X et C_0 correspondent respectivement au titre massique et au paramètre de distribution C_0 . Dans le modèle de **Lahey and Moody (1977)**, ce dernier paramètre est donné par les travaux de **Dix (1971)** et s'écrit :

$$C_0 = \beta \left[1 + \left(\frac{1}{\beta} - 1 \right)^b \right], \quad (7.16)$$

où $b = (\rho_{G,sat}/\rho_L)^{0.1}$. Le paramètre β correspond au titre volumique obtenu à l'aide du modèle Homogène Équilibré Mécaniquement (HEM) et s'écrit :

$$\beta = \frac{X \rho_L}{X \rho_L + (1 - X) \rho_{G,sat}}. \quad (7.17)$$

Enfin, la vitesse de dérive \widetilde{U}_{Gj} est définie par :

$$\widetilde{U}_{Gj} \triangleq 2.9 \left[\frac{(\rho_L - \rho_{G,sat}) \sigma g}{\rho_L^2} \right]^{0.25}. \quad (7.18)$$

Le titre massique de vapeur X est estimé à l'aide du modèle de **Levy (1967)** qui permet de l'exprimer en fonction du titre thermodynamique à l'équilibre X_{eq} et qui a été décrit en détail au chapitre 2 (équation 2.96).

Le tableau 7.5 présente les résultats obtenus en utilisant le modèle de [Lahey and Moody \(1977\)](#) $\langle \alpha_{G,Lahey} \rangle_2$ et les compare aux taux de vide moyens obtenus par intégration des profils de taux de vide expérimentaux $\langle \alpha_{G,exp} \rangle_2$. Afin de pouvoir intégrer numériquement les profils expérimentaux, les taux de vide sont raccordés à la paroi par extrapolation linéaire à partir des deux derniers points de mesure.

Essai	$X_{eq,OSV}$ ($\times 10^{-2}$)	X_{Levy} ($\times 10^{-2}$)	X_{exp} ($\times 10^{-2}$)	$\langle \alpha_{G,Lahey} \rangle_2$	$\langle \alpha_{G,exp} \rangle_2$
Q200Te29	-7.87	2.84	2.24	0.32	0.24
Q140Te37	-5.49	2.2	2.0	0.28	0.22
Q110Te41	-4.34	1.7	1.23	0.23	0.17
Q81Te45	-3.16	1.37	0.89	0.21	0.15
Q48Te48	-1.87	0.65	0.49	0.09	0.09

TABLE 7.5 – Cohérence des mesures de taux de vide moyen $\langle \alpha_G \rangle_2$ - $X_{eq,OSV}$ et X_{Levy} correspondent respectivement au titre thermodynamique d'apparition significative de la vapeur ([Saha and Zuber \(1974\)](#)) et au titre massique de vapeur déterminé à l'aide du modèle de [Levy \(1967\)](#).

On constate que les écarts absolus entre les mesures et le modèle restent inférieurs à 10 % en absolu, le modèle surestimant systématiquement les données expérimentales.

Nous avons également reporté les titres massiques expérimentaux X_{exp} (équation 7.9) dans le tableau 7.5, afin de les comparer aux prédictions du modèle de [Levy \(1967\)](#). On observe un bon accord entre les valeurs expérimentales et les valeurs déduites du modèle. Ceci justifie en particulier et *a posteriori* l'emploi du modèle de [Levy \(1967\)](#) dans le calcul du temps de relaxation θ effectué au chapitre 2 (équation 2.92).

Conclusion sur l'étude de cohérence des mesures

A l'issue de cette étude de cohérence, nous disposons donc de mesures validées des champs moyens de vitesse et de température liquide ainsi que du taux de vide, ce qui constituait l'objectif expérimental principal de la thèse.

Rappelons en effet, que la vitesse moyenne du liquide n'avait encore jamais été mesurée dans l'installation DEBORA, et que, si la température du liquide avait déjà été obtenue pour certaines conditions d'essais (mesure par micro-thermocouple), la validité de ces mesures avait été remise en question par l'analyse de [Guéguen et al. \(2013\)](#).

En outre, la vitesse de mélange $U_{m,exp}$ peut désormais être déduite directement des mesures à l'aide de la relation suivante (équation 2.3) :

$$U_{m,exp} = \frac{\alpha_L \rho_L U_L + \alpha_G \rho_{G,sat} U_G}{\alpha_L \rho_L + \alpha_G \rho_{G,sat}}. \quad (7.19)$$

Cette vitesse expérimentale peut alors être comparée à la vitesse du mélange calculée par le modèle présenté au chapitre 2.

7.3 Comparaison des mesures avec le modèle

Nous comparons ici les résultats du modèle numérique aux résultats expérimentaux obtenus pour les trois essais Q48Te48, Q140Te37 et Q200Te29.

Ainsi sur les figures 7.12(a), 7.12(b) et 7.12(c), nous avons comparé les profils de taux de vide α_G , de vitesse du mélange U_m et de température liquide T_L mesurés expérimentalement, à ceux calculés par le modèle à la sortie de la section d'essais

Concernant les profils de taux de vide (figure 7.12(a)), si pour les essais Q200Te29 et Q140Te37 le modèle reproduit relativement bien les résultats expérimentaux, on constate en revanche une sous-estimation de ce dernier par le modèle pour l'essai Q48Te48.

Sur la figure 7.12(b), on observe un bon accord entre la vitesse du mélange expérimentale $U_{m,exp}$ et celle déduite du modèle $U_{m,code}$.

L'analyse des résultats associés au profil de température liquide (figure 7.12(c)) met en lumière un comportement intéressant :

- lorsque le taux de vide est faible (essai Q48Te48, $\langle \alpha_{G,exp} \rangle_2 \sim 9\%$), le modèle reproduit globalement bien le profil de température même si on observe une légère sous-estimation de la température au centre de l'écoulement (d'environ 0.5°C) et une surestimation de la température de paroi expérimentale d'environ 2 °C,
- en revanche, lorsque le taux de vide est plus important (essai Q200Te29, $\langle \alpha_{G,exp} \rangle_2 \sim 24\%$), le modèle reproduit beaucoup moins bien le profil de température expérimental. Le modèle sous-estime alors fortement la température au centre de l'écoulement (sous-estimation de 2°C) et la surestime de manière importante au voisinage de la paroi (surestimation de 4°C au dernier point de mesure). La zone surchauffée prédite par le modèle (zone où la température du liquide est supérieure à la température de saturation) est deux fois plus large ($e \sim 2$ mm) que celle observée expérimentalement ($e \sim 1$ mm). Dans le même temps, la température de paroi calculée par le modèle est alors supérieure de 25°C à la température de paroi expérimentale.

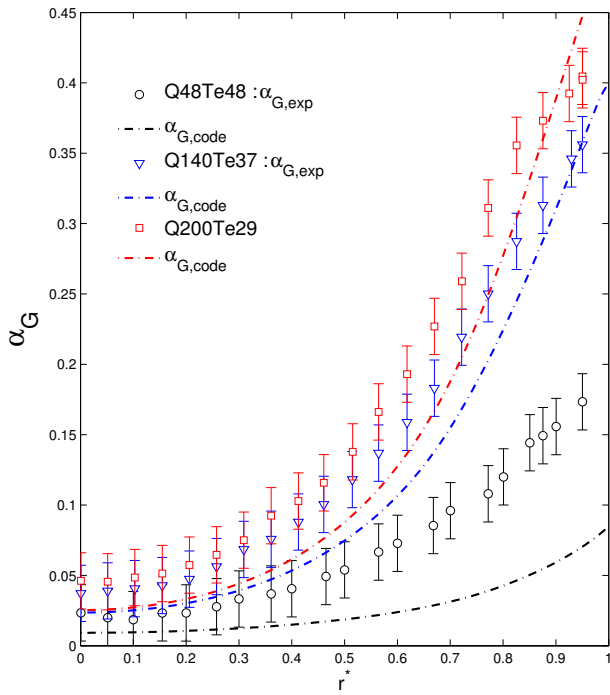
Ce comportement résulte *a priori* d'une sous-estimation du transfert thermique de la paroi vers le cœur de l'écoulement.

Dans le modèle, l'élément contrôlant le transfert thermique de la paroi vers le cœur de l'écoulement est la diffusivité turbulente d'énergie ε_{TL} que nous avons supposée égale à la diffusivité turbulente de quantité de mouvement ε_{mL} . Ceci revient à supposer un nombre de Prandtl turbulent $Pr_T = \varepsilon_{mL}/\varepsilon_{TL}$ unitaire (hypothèse [H10] au chapitre 2).

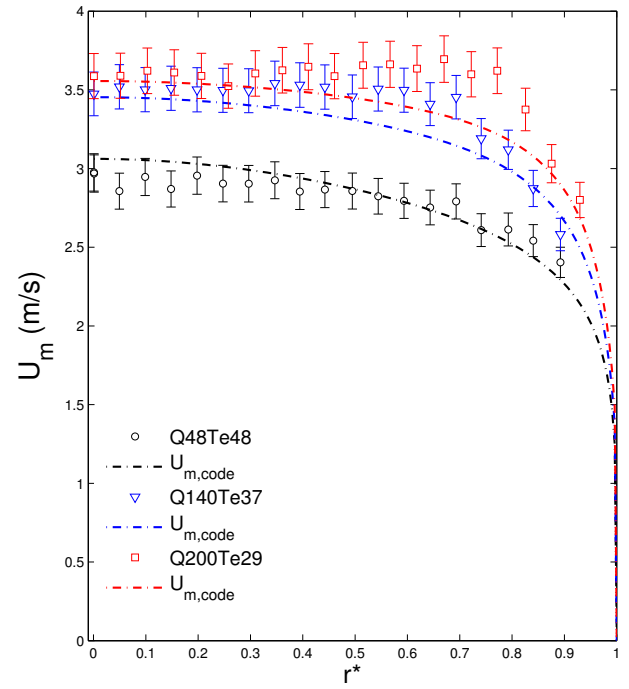
Dans le cadre de cette hypothèse la diffusivité turbulente ε_{TL} s'écrit (équation 2.48) :

$$\varepsilon_{TL}(r) = \varepsilon'_{mL}(r) + \varepsilon''_{mL}(r), \quad (7.20)$$

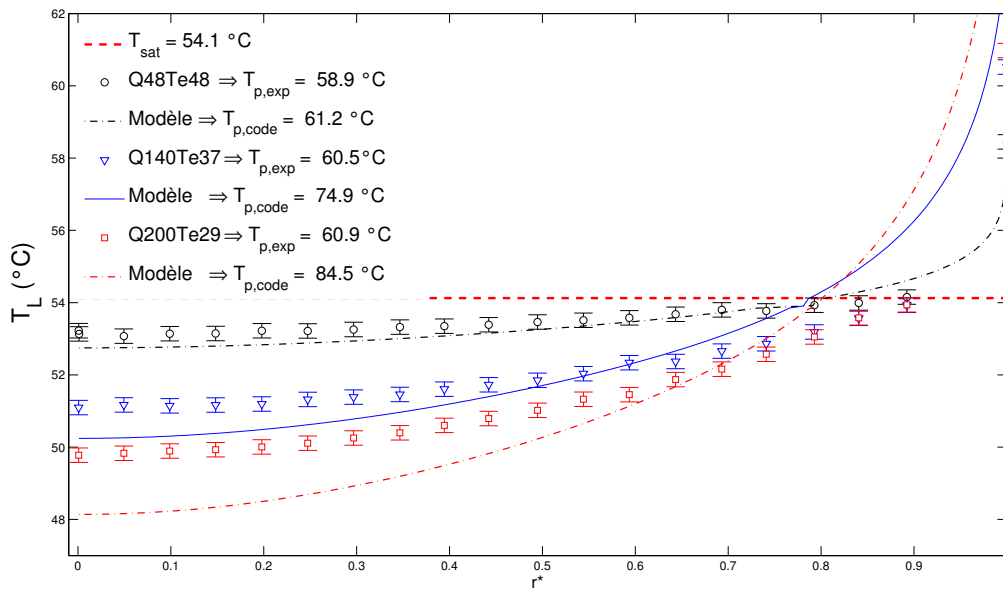
où $\varepsilon'_{mL}(r)$ est la diffusivité turbulente en écoulement monophasique donnée par la formule de Reichardt (1951) et $\varepsilon''_{mL}(r)$ est la diffusivité turbulente due à l'agitation induite par les



(a)



(b)



(c)

FIGURE 7.12 – Comparaison entre les données expérimentales et les résultats du modèle présenté au chapitre 2, pour les trois essais Q48Te48, Q140Te37 et Q200Te29 - (a) Taux de vide - (b) Vitesses du mélange - (c) Températures du liquide.

bulles dans le liquide. Cette dernière s'écrit (équation 2.54) :

$$\varepsilon''_{mL}(r) = A(r)k_2\alpha_G\widetilde{U}_b\frac{\widetilde{d}_B}{2}, \quad (7.21)$$

où $A(r)$ correspond au facteur d'amortissement de [van Driest \(1956\)](#) :

$$A(r) = \left[1 - e\left(-\frac{(R-r)u^*}{16\nu_L}\right) \right]^2. \quad (7.22)$$

Les écarts observés entre les profils température expérimentaux et ceux calculés par le modèle, qui sont d'autant plus importants que le taux de vide est élevé, suggèrent ainsi que la composante diphasique $\varepsilon''_{mL}(r)$ de la diffusivité turbulente est mal modélisée. Deux explications peuvent en particulier être avancées pour expliquer les différences observées :

- (i) premièrement, les échelles de longueur et/ou de vitesse (respectivement \widetilde{d}_B et \widetilde{U}_b) considérées dans l'expression de la diffusivité $\varepsilon''_{mL}(r)$ ne sont pas les bonnes et sont certainement différentes au cœur de l'écoulement et dans la zone proche de la paroi chauffante. Ceci conduit logiquement, comme le suggère [Guéguen et al. \(2013\)](#), vers le développement d'un modèle de turbulence à deux zones.
- (ii) deuxièmement, l'expression du facteur d'amortissement $A(r)$, qui est directement emprunté au cas monophasique, n'est peut être pas valable en écoulement bouillant. On peut en particulier s'interroger sur la valeur de la vitesse de frottement u^* utilisée comme paramètre d'entrée du modèle et qui est actuellement calculée à l'aide de la corrélation monophasique de [MacAdams \(1954\)](#) (équation 2.80). En effet, ce paramètre contrôle directement la distance adimensionnelle :

$$y^+ \triangleq \frac{(R-r)u^*}{\nu_L}, \quad (7.23)$$

à partir de laquelle la diffusivité turbulente ε''_{mL} est impactée par le facteur d'amortissement (*c.f.* équation 7.22) : plus la vitesse de frottement est importante, plus l'épaisseur de la zone impactée par le facteur d'amortissement est faible et meilleur est l'échange thermique dans la zone de proche paroi.

Cependant, l'analyse précise de ces différentes explications, tout comme le développement d'un nouveau modèle de diffusivité turbulente d'énergie, nécessitent au préalable de disposer de mesures de température bien résolues spatialement au voisinage de la paroi. Par conséquent et devant les contraintes liées à la mesure de vitesse (*i.e.* remplacement et nettoyage réguliers des sondes à fil), nous avons décidé de **nous concentrer en priorité sur la réalisation de mesure de profils de température liquide et de taux de vide** en cherchant à approcher la sonde anémométrique le plus près possible de la paroi chauffante.

7.4 Mesures de température et taux de vide

Suite au constat précédent, une nouvelle matrice d'essais a été proposée dont les conditions aux limites sont les suivantes :

- pression : $P_s = 14.6$ bar,
- vitesse massique : $G = 2740$ kg/m²/s ($Re_s \sim 390.000$),
- flux thermique surfacique : $q_p = 112$ kW/m².
- température d'entrée variant entre $T_e = 20^\circ\text{C}$ et $T_e = 46^\circ\text{C}$,
- titre thermodynamique à l'équilibre en sortie variant entre $X_{eq,s} \sim -0.2$, condition pour laquelle l'écoulement est monophasique en sortie de section d'essais, à $X_{eq,s} \sim 0.06$, condition pour laquelle le régime d'ébullition saturée est atteint.

Les conditions aux limites de l'ensemble de ces essais sont précisées dans le tableau 7.6. Ces essais ont été choisis de façon à couvrir un domaine de taux de vide aussi large que possible (depuis le domaine des écoulements sous-refroidis jusqu'aux écoulements saturés).

Réf. essai	P_s (bar)	W (kW)	q_p (kW/m ²)	G (kg/m ² /s)	T_e (°C)	$T_{Ls,1D}$ (°C)	$X_{eq,s}$ ($\times 10^{-3}$)
Te20	14.58	16.7	112.0	2740	20.4	35.1	- 0.197
Te32	14.57	16.6	111.5	2740	32.0	46.1	- 0.084
Te34	14.57	16.6	111.5	2730	34.0	48.1	- 0.0645
Te36	14.57	16.6	111.5	2730	36.6	50.5	- 0.0388
Te38	14.57	16.6	111.5	2740	38.5	52.2	- 0.0194
Te40	14.57	16.6	111.5	2740	40.2	54.1	- 0.0044
Te42	14.57	16.6	111.4	2740	41.5	54.1	0.01
Te43	14.57	16.6	111.6	2740	43.5	54.1	0.024
Te44	14.57	16.6	111.6	2740	44.6	54.1	0.0422
Te46	14.57	16.6	111.6	2740	46.0	54.1	0.0577

TABLE 7.6 – Conditions aux limites de la matrice des essais anémométriques de mesure de température liquide - $L_{chauff} = 2.47m$. La température moyenne liquide en sortie de section d'essais $T_{Ls,1D}$ est calculée à l'aide du bilan thermique monodimensionnel (équation 7.12)

Seuls les profils de température liquide et de taux de vide ont été mesurés dans ces essais. Les résultats obtenus sont présentés sur la figure 7.13.

Pour chacun de ces essais, les mesures ont été réalisées jusqu'à la position radiale $r^* = 0.97$, ce qui correspond à une distance à la paroi de 300 μm . Cette distance est de l'ordre de grandeur du diamètre de détachement des bulles de vapeur calculé à l'aide du modèle de Boree et al. (1992) (c.f. annexe A) et qui vaut entre 200 μm (essai Q111Te34) et 600 μm (essai Q111Te46) selon l'essai considéré. Il n'est pas possible d'approcher la sonde plus près de la paroi chauffante en raison des perturbations électromagnétiques induites par la proximité de cette dernière (qui est au potentiel électrique du redresseur).

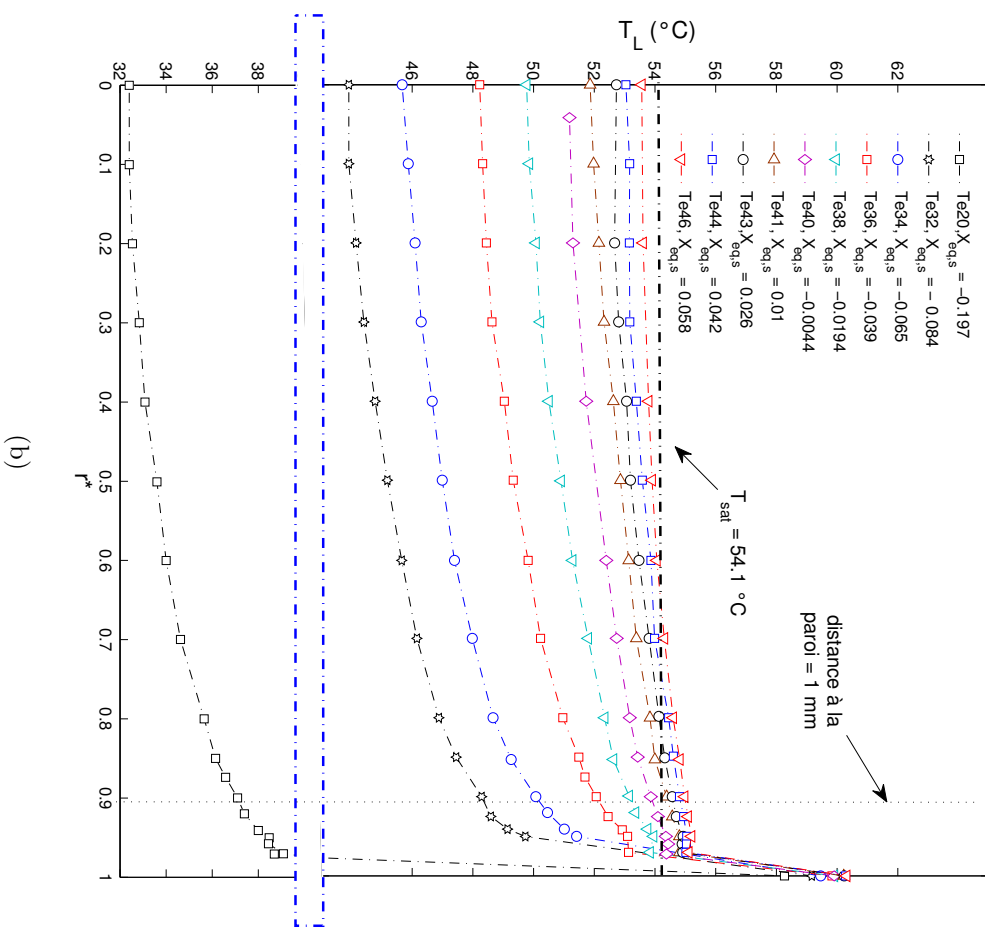
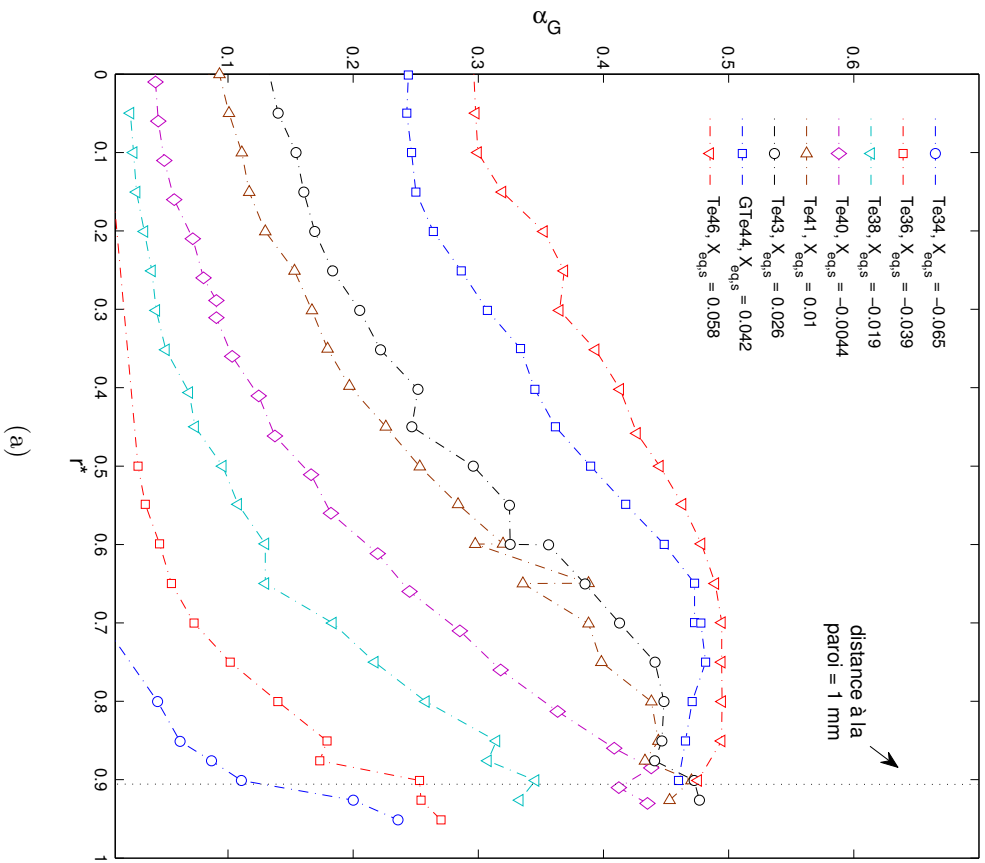


FIGURE 7.13 – Évolution des profils (a) de taux de vide et de température liquide (b) pour les conditions aux limites thermohydrauliques précisées dans le tableau 7.6.

Plusieurs observations peuvent être formulées à la vue de ces résultats.

Sur la figure 7.13(a), on observe que l'allure des profils de taux de vide change lorsque le titre thermodynamique à l'équilibre $X_{eq,s}$ augmente. Lorsque ce dernier est négatif, les profils présentent un maximum au niveau de la paroi chauffante, puis au fur et à mesure que le titre thermodynamique augmente ce maximum migre vers le centre de l'écoulement. Pour les conditions d'écoulement saturées ($X_{eq,s} > 0$), on observe également une stabilisation du taux de vide dans la zone proche paroi, le taux de vide pariétal semblant alors tendre vers une valeur constante proche de 40 %.

Si dans un écoulement à basse pression³, ce comportement pourrait être expliqué par un changement de la structure de l'écoulement, comme par exemple la transition d'une structure à bulle vers une structure à poches bouchons, cette explication ne peut être retenue dans nos conditions. En effet, François et al. (2011) ont montré que dans les conditions haute pression de l'installation DEBORA, l'écoulement demeurerait dans une structure à bulles quel que soit le taux de vide considéré.

Deux explications peuvent alors être envisagées pour expliquer la migration du pic de taux de vide observée expérimentalement :

- (i) **une explication d'origine mécanique**, qui suppose que cette migration est induite par les nombreuses forces mécaniques qui s'appliquent sur les bulles de vapeur (force de portance, force de trainée, force de masse ajoutée, force d'histoire...- Zaepffel (2011)) et dont la résultante aurait une composante radiale non nulle.
- (ii) **une explication d'origine thermique**, que l'on peut envisager à la vue de nos résultats expérimentaux. En effet en comparant les figures 7.13(a) et 7.13(b), on constate que la position du maximum de taux de vide semble correspondre à la position pour laquelle la température du liquide T_L devient supérieure à la température de saturation T_{sat} . En supposant que ces deux paramètres soient effectivement liés, la position du maximum de taux de vide serait alors simplement pilotée par l'épaisseur de la couche de liquide surchauffé (dans laquelle la température du liquide est supérieure à la température de saturation).

Dans le cadre de cette hypothèse, et ainsi que nous l'avons schématisé sur la figure 7.14, la migration du pic de taux de vide correspondrait alors aux étapes suivantes :

- lorsque l'écoulement est sous-saturé ($X_{eq,s} < 0$), l'épaisseur de la zone surchauffée est très faible, et le maximum de taux de vide est alors situé très près de la paroi chauffante,
- puis, au fur et à mesure que le titre thermodynamique s'élève l'épaisseur de la zone surchauffée augmente, et le maximum de taux de vide se décale peu à peu vers le centre de l'écoulement,
- enfin, lorsque l'écoulement est pleinement saturé ($X_{eq,s} > 0.1$), le liquide est surchauffé

3. inférieure à 80 bar en équivalent eau , selon le critère suggéré par François et al. (2011) - *c.f.* section 1.3.2

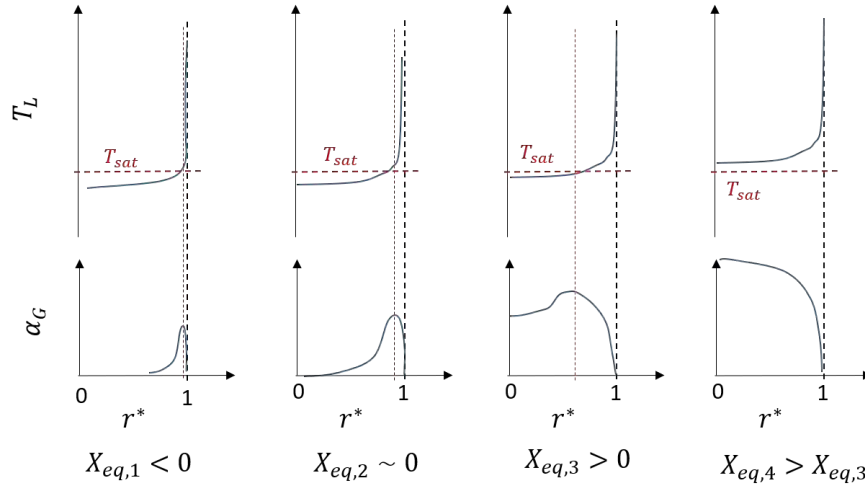


FIGURE 7.14 – Origine thermique possible de la migration du pic de taux de vide vers le centre de l'écoulement.

sur l'ensemble du rayon et le maximum de taux de vide est alors situé au centre du tube.

La validité de cette origine thermique pourrait en particulier être évaluée à l'aide du modèle numérique développé précédemment, en imposant une variation radiale du temps de relaxation θ (qui contrôle le taux de production de la vapeur, *c.f.* tableau 2.1). On pourrait par exemple tester un profil de temps de relaxation à deux zones, correspondant respectivement à la zone de liquide surchauffé (où la vapeur est *a priori* produite) et à la zone de liquide sous-refroidi (où la vapeur se condense).

Sur la figure 7.13(b), on observe que parallèlement à la migration du maximum de taux de vide, les profils de température liquide s'aplatissent et se rapprochent de la température de saturation au fur et à mesure que le titre thermodynamique à l'équilibre $X_{eq,s}$ augmente. En outre, pour les valeurs de titres positive, la température du liquide semble se stabiliser à une valeur légèrement supérieure à la température de saturation dans la zone paroi, et ce jusqu'au dernier point de mesure situé à $300 \mu\text{m}$ de cette dernière. Les écarts maximum constatés entre la température du liquide mesurée et la température de saturation sont alors d'environ 1°C .

Cette stabilisation de la température du liquide dans la zone de paroi s'accompagne également d'une stabilisation de la température de paroi comme le montre la figure 7.15.

Ces observations suggèrent qu'il se produit un changement dans la couche limite thermique lorsque le titre thermodynamique devient positif. En outre, l'épaisseur la couche limite thermique est alors probablement très faible et inférieure à $300 \mu\text{m}$ dans nos conditions d'essais.

Afin de mieux observer les températures expérimentales au voisinage de la paroi chauffante, nous les avons retracées en échelle logarithmique sous la forme adimensionnelle T_L^+ en fonction de la distance à la paroi y^+ (figure 7.16). Les vitesses u^* et les températures de frottement t^* utilisées pour l'adimensionnalisation ont été évaluées à l'aide de la corrélation

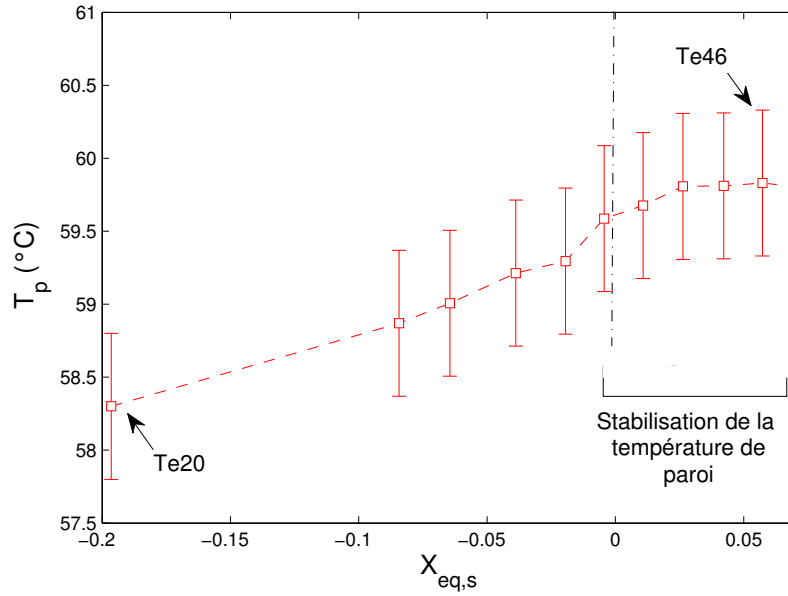


FIGURE 7.15 – Évolution de la température de paroi expérimentale T_p avec le titre thermodynamique $X_{eq,s}$.

de frottement de [Friedel \(1979\)](#) et leurs valeurs sont présentées dans le tableau 7.7.

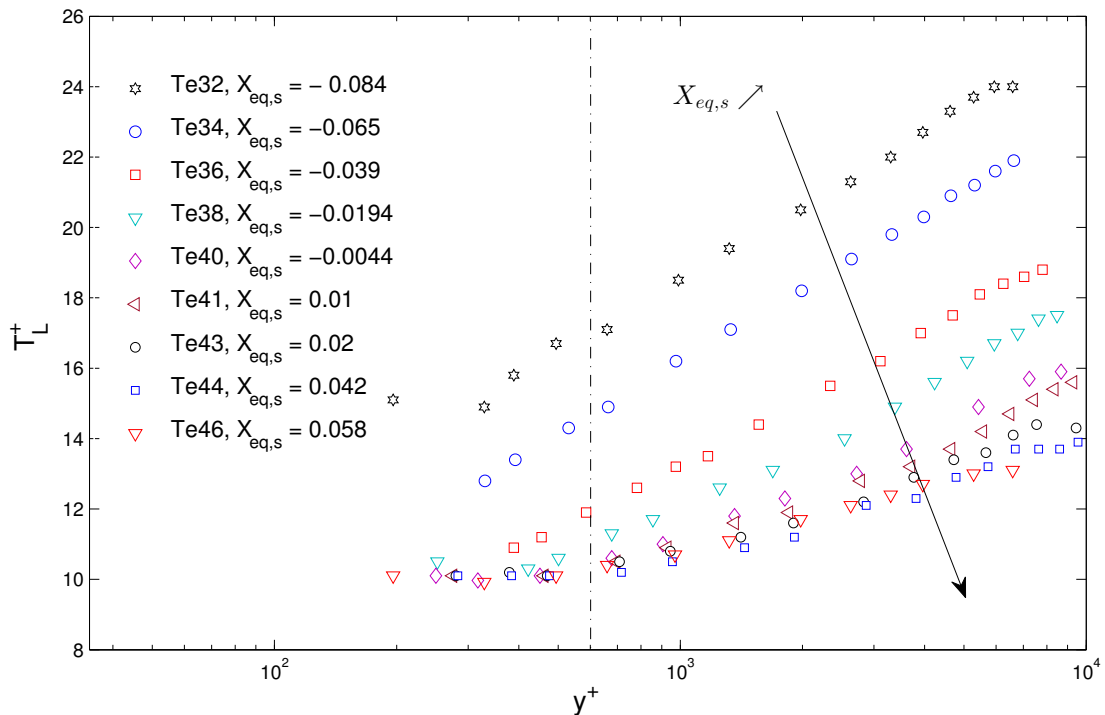


FIGURE 7.16 – Profils de température adimensionnelle T_L^+ en fonction de la distance adimensionnelle à la paroi y^+ (échelle logarithmique).

Sur la figure 7.16, on observe que pour l'ensemble des essais les températures adimensionnelles évoluent linéairement avec le logarithme de la distance à la paroi, et ce jusqu'au

Référence essai	$X_{eq,s}$	T_p (°C)	u^* (cm/s)	t^* (°C)
Q111Te20	- 0.197	58.3	9.9	0.66
Q111Te32	- 0.084	58.9	10.2	0.63
Q111Te34	- 0.0645	59.0	10.3	0.63
Q111Te36	- 0.0388	59.2	10.5	0.62
Q111Te38	- 0.0194	59.3	11.1	0.58
Q111Te40	- 0.0044	59.6	11.7	0.55
Q111Te42	0.01	59.7	12.0	0.54
Q111Te43	0.024	59.8	12.2	0.53
Q111Te44	0.0422	59.8	12.3	0.52
Q111Te46	0.0577	59.8	12.5	0.51

TABLE 7.7 – Vitesses de frottement u^* et températures de frottement t^* calculées pour les essais du tableau 7.6 - T_p correspond à la température de paroi mesurée expérimentalement.

dernier point de mesure qui est situé pour $y^+ \approx 200 - 300$ (selon l'essai considéré).

On constate également que l'augmentation du titre thermodynamique $X_{eq,s}$ influence ces profils. On observe en particulier deux comportements distincts selon les valeurs du titre :

- pour $-0.197 \leq X_{eq,s} \leq -0.0194$, les profils de température sont translatés les uns par rapport aux autres mais conservent une pente constante. Ceci montre que la présence de la vapeur influence alors relativement peu les mécanismes de transfert de la chaleur de la paroi vers le centre de l'écoulement,
- puis, une fois que le titre thermodynamique $X_{eq,s}$ devient positif, la pente des courbes $T_L^+ = f(y^+)$ diminue au fur et à mesure que le titre augmente. Ce comportement s'explique probablement par l'accroissement de la turbulence induite par la présence de bulles, qui contribue à mieux diffuser la chaleur de la paroi vers le cœur de l'écoulement et donc à aplatir les profils de température. Dans le même temps, les températures mesurées au niveau du dernier point de mesure ($y^+ \approx 200 - 300$) se stabilisent à une valeur constante ($T_L^+ \approx 10$). Ces deux effets combinés conduisent alors à la superposition des profils de température, que l'on observe pour les deux titres les plus élevés ($X_{eq,s} = 0.042$ et $X_{eq,s} = 0.058$).

Ces mesures de température sont particulièrement intéressantes car jusqu'à présent, le comportement de la température du liquide au voisinage de la paroi chauffante constituait pour nous une source d'interrogation. En effet, la température du liquide n'avait encore jamais été mesurée aussi près de la paroi chauffante dans l'installation DEBORA. De plus, à notre connaissance, aucune étude expérimentale existante dans la littérature ne s'était encore intéressée à cette problématique dans un écoulement bouillant.

7.5 Conclusion

Ce chapitre était consacré à la présentation des mesures de vitesse et de température liquide moyennées en temps ainsi que de taux de vide, obtenues en écoulement diphasique bouillant à l'aide de la thermo-anémométrie.

Une première série d'essais a été comparée à des mesures réalisées lors d'une campagne précédente (campagne TESS, Guéguen (2013)), comprenant des mesures de topologie de l'écoulement (vitesse de la vapeur et taux de vide) réalisées à l'aide d'une bi-sonde optique ainsi que des mesures de températures liquides réalisées à l'aide d'un thermocouple (de 500 μm de diamètre). Les bilans de masse et d'énergie ont été vérifiés à mieux que respectivement $\pm 3.5\%$ et $\pm 0.6^\circ\text{C}$.

Les résultats de cette comparaison ont alors montré que :

- les mesures de taux de vide réalisées par anémométrie thermique sont très proches de celles obtenues à l'aide des sondes optiques,
- les températures mesurées à l'aide du thermocouple lors de la campagne TESS sont très proches des températures liquides mesurées par thermo-anémométrie. Ce résultat est important car la validité et la précision des mesures de température de la campagne TESS étaient discutées au début de l'étude (en particulier, car aucune procédure de discrimination phasique n'avait été effectuée lors du traitement des données mesurées par le thermocouple), empêchant ainsi Guéguen (2013) de conclure sur les causes possibles des écarts observés entre les profils de température mesurés expérimentalement et ceux calculés par le modèle décrit au chapitre 2,
- les vitesses moyennées en temps de la vapeur et du liquide sont très proches au cœur de l'écoulement mais différent au voisinage de la paroi. Ceci montre expérimentalement que si l'emploi du modèle homogène **équilibré mécaniquement** se justifie loin de la paroi chauffante, on peut en revanche s'interroger sur sa validité au voisinage de cette dernière.

A l'issue de cette étude nous disposons donc mesures colocalisées du taux de vide, de la température moyenne du liquide et des vitesses moyennes du liquide et de la vapeur. Ceci nous a permis en particulier d'obtenir expérimentalement la vitesse du mélange, ce qui est relativement rare dans la littérature.

La comparaison des données expérimentales avec les résultats du modèle a alors confirmé les observations décrites au chapitre 2 en montrant que, si le modèle calcule globalement bien les profils de vitesse du mélange, il semble incapable de décrire correctement l'évolution du profil de température liquide, démontrant ainsi la nécessité d'améliorer la description thermique des écoulements bouillants, notamment dans la zone de proche paroi.

Face à ce constat, une deuxième série d'essais concernant spécifiquement les mesures de température et de taux de vide a alors été réalisée afin d'étudier l'évolution du champ de

température liquide moyennée en temps lors du développement d'un écoulement bouillant. Des mesures de températures liquides ont alors été réalisées jusqu'à $300 \mu\text{m}$ de la paroi chauffante, ce qui correspond à une distance adimensionnelle à la paroi d'environ $y^+ \approx 200 - 300$. Ceci nous a permis de montrer que les températures du liquide restaient très proches de la température de saturation (les écarts constatés entre ces deux températures sont inférieurs à 1°C), même à une distance aussi faible de la paroi chauffante. Nous avons également constaté que les profils de taux de vide se déformaient avec l'augmentation du titre thermodynamique.

Il serait maintenant intéressant d'exploiter ces mesures en les comparant avec les résultats donnés par le modèle. On pourrait par exemple :

- étudier l'influence d'une variation radiale du temps de relaxation sur les profils de taux de vide, en particulier sur la position du maximum,
- réaliser une nouvelle étude de sensibilité de la température du liquide à la vitesse de frottement u^* ou à l'échelle de vitesse \widetilde{U}_b , ou encore tester le modèle de turbulence à deux zones développé par [Guéguen et al. \(2013\)](#) dans sa thèse.

Néanmoins ce travail n'a pas pu être réalisé dans cette étude par manque de temps.

Chapitre 8

Conclusions de l'étude et perspectives

8.1 Conclusions de l'étude

Cette étude avait deux objectifs principaux :

- le premier objectif consistait à poursuivre les travaux exploratoires débutés par Guéguen (2013) concernant le développement d'un modèle simplifié permettant de décrire et d'étudier les écoulements diphasiques bouillants en conditions REP,
- le second objectif visait au développement d'une technique de mesure utilisable dans l'installation DEBORA du CEA/Grenoble, permettant de mesurer *a minima* et de façon colocalisée les champs de vitesse et de température liquide, ainsi que de taux de vide, afin de répondre entre autres aux interrogations soulevées par Guéguen (2013) à l'issue de son travail.

La présentation du modèle initialement développé par Guéguen (2013) a fait l'objet de la première partie de l'étude. Après avoir rappelé les équations principales du modèle ainsi que les différentes lois de fermetures utilisées, une méthode de résolution numérique originale a été développée et mise en œuvre. Cette approche qui repose sur le traitement séparé des équations de bilan du mélange et de la phase vapeur a permis de s'affranchir des problèmes rencontrés par Guéguen (2013) (forte sensibilité de la convergence du calcul au choix des conditions aux limites) et de mener un certain nombre d'études de sensibilité du modèle aux différentes relations de fermeture.

A l'issue de cette étude, deux constatations qui rejoignent les conclusions de Guéguen (2013), peuvent être formulées :

- premièrement, si le modèle reproduit globalement bien le comportement mécanique de l'écoulement bouillant, il semble incapable d'en reproduire le comportement thermique car, d'une part, il prédit une zone de liquide surchauffée au voisinage de la paroi dont l'épaisseur (quelques millimètres) semble beaucoup plus importante que celle classiquement attendue (quelques dizaines de micromètres) et, d'autre part, il surestime les températures de paroi de manière non négligeable (surestimation supérieur à 20°C),
- deuxièmement, le modèle prédit systématiquement un maximum de taux de vide

au voisinage de la paroi alors qu'expérimentalement ce maximum peut migrer vers le centre de la conduite lorsque le titre thermodynamique à l'équilibre augmente.

Ces commentaires constituent des voies d'améliorations possibles. Néanmoins, l'amélioration de la modélisation se heurte à ce stade, au manque de données expérimentales complètes et précises dans la banque de données DEBORA. En effet, malgré le nombre d'essais disponibles relativement important, il en existe très peu qui regroupent des mesures colocalisées de taux de vide, de vitesse vapeur et de température liquide, ainsi que de température de paroi. En outre, ces rares essais correspondent exclusivement à des titres thermodynamiques à l'équilibre $X_{eq,s}$ voisins de zéro. De plus, les mesures de température liquide obtenues pour ces essais sont mal résolues notamment au voisinage de la paroi chauffante.

Par conséquent, **la seconde partie** de cette étude a été consacrée au développement d'une technique de mesure utilisable dans les conditions expérimentales de l'installation DEBORA, afin de mesurer de façon colocalisée les températures liquide, le taux de vide et la vitesse du liquide. La thermo-anémométrie a été choisie dans cet objectif.

Ayant observé que les travaux de la littérature traitant de l'utilisation de la thermo-anémométrie dans des écoulements bouillants se limitaient à la mesure du taux de vide, nous avons alors développé une stratégie originale afin de pouvoir également utiliser cette technique pour mesurer les champs de vitesse et de température liquide en écoulement bouillant.

Nous avons alors choisi d'utiliser un anémomètre à courant constant (développé en interne) couplé à une procédure de mesure utilisant un fonctionnement de la sonde anémométrique à plusieurs surchauffes. Ceci permet en effet, de mesurer la vitesse et la température de manière colocalisée avec un seul élément sensible. Les sondes utilisées correspondent à des sondes commerciales classiques (sondes DANTEC à film de $70\ \mu\text{m}$ de diamètre ou à fil de Tungstène de 2.5 et $5\ \mu\text{m}$ de diamètre). Nous avons également introduit une procédure de compensation fréquentielle numérique (Khine et al. (2013)) afin d'augmenter la bande passante de l'anémomètre.

Une procédure d'étalonnage basée sur l'utilisation des nombres de Nusselt, de Prandtl et de Reynolds du capteur a ensuite été développée afin de rendre la mesure de vitesse indépendante de la température de l'écoulement. Si cette procédure s'avère extrêmement intéressante dans le cadre de l'étude des écoulements avec transfert de chaleur, nous pensons qu'elle peut également se montrer utile dans le cadre des études en écoulement liquide adiabatique, où les dérives de température constituent souvent une source d'erreur sur la mesure de vitesse.

Nous avons également montré que l'emploi de la thermo-anémométrie dans les conditions de l'installation DEBORA se heurte à trois problèmes majeurs :

- (i) l'apparition de l'ébullition nucléée à la surface du capteur qui limite les surchauffes atteignables,
- (ii) la formation de dépôts à la surface des sondes à fil, ce qui oblige à les nettoyer régulièrement et s'avère contraignant dans l'environnement de l'installation DEBORA.

- (iii) l'altération des sondes à fil provoquée par une réaction chimique entre le Fréon R134a et le fil de Tungstène. Ce problème a été résolu grâce à un dépôt protecteur d'alumine (Al_2O_3) de 20 nm d'épaisseur.

Nous avons ensuite complété nos procédures de mesure en écoulement diphasique bouillant. Une première étape a consisté à caractériser l'interaction entre les bulles de vapeur et la sonde anémométrique pilotée par un anémomètre à courant constant. En effet, si de nombreuses études existaient dans la littérature concernant l'utilisation d'un anémomètre à température constante en écoulement diphasique, ce travail constitue à notre connaissance la première tentative d'utilisation d'un anémomètre à courant constant dans ce cadre.

Nous avons alors montré qu'il était nécessaire de bouillir à la surface du capteur afin d'obtenir un contraste entre les phases suffisant pour accéder à la fonction indicatrice de phase. Face à ce constat, nous avons développé une procédure de mesure en deux étapes, adaptées aux écoulements diphasiques bouillants :

- le taux de vide est mesuré en autorisant l'ébullition à la surface du capteur et en appliquant un algorithme classique de seuillage afin de discriminer les phases,
- la vitesse et la température liquide sont mesurées à l'aide d'une méthode de discrimination phasique basée sur les histogrammes du signal anémométrique, en l'absence d'ébullition à la surface du fil.

L'ensemble de ces procédures nous ont alors permis d'obtenir des mesures précises des champs de vitesse et de température liquide moyennés en temps en écoulement monophasique chauffant. Les mesures alors obtenues sont cohérentes avec le modèle théorique développé dans première partie de l'étude. Nous avons également réalisé, dans ces conditions expérimentales, des mesures de fluctuations turbulentes de vitesse en utilisant la méthode du diagramme des fluctuations (Kovaszny (1953)). Si cette méthode est classiquement employée dans les écoulements supersoniques, c'est à notre connaissance la première tentative de son utilisation dans un écoulement liquide. Les mesures réalisées ont alors été validées par comparaison à des données expérimentales issues de la littérature (Laufer (1954)) et ont ainsi montré la faisabilité de telles mesures, pour autant que les coefficients de surchauffe atteignables sur le fil soit suffisants (en pratique au moins supérieurs à $a_w = 0.1$). En revanche, nous ne sommes pas parvenu à mesurer les fluctuations turbulentes de température en raison du trop faible rapport signal sur bruit de l'anémomètre aux basses surchauffes.

Enfin, nous avons mesuré les champs moyens de vitesse et de température liquide, ainsi que de taux de vide en écoulement diphasique bouillant, ce qui constituait l'objectif expérimental de la thèse. Les mesures ainsi obtenues ont alors été validées par comparaison avec des mesures de références issues de la banque de données DEBORA (taux de vide, champs moyens de la vitesse vapeur et de la température liquide). Ces premières mesures thermo-anémométriques ont également permis :

- de montrer que les vitesses axiales de la vapeur et du liquide sont très proches au

cœur de l'écoulement (les écarts relatifs observés étant en moyenne inférieurs à 10%). Ceci valide *a posteriori* l'approche homogène **équilibrée mécaniquement** utilisée pour développement du modèle présenté dans la première partie de l'étude,

- de fournir des mesures de température liquide mieux résolues spatialement (distance du dernier point de mesure à la paroi inférieur à 300 μm contre 1 mm pour les températures issues de la banque de données), ce qui devrait permettre de progresser sur la modélisation thermique de ce type d'écoulement.

8.2 Perspectives de l'étude

Selon nous, deux axes semblent se dégager quant aux perspectives de cette étude :

- un axe expérimental,
- et un axe de modélisation physique.

Concernant **l'axe expérimental**, comme à ce jour peu d'essais ont été réalisés en écoulement bouillant, une suite logique du travail consisterait à compléter ces données afin de répondre aux besoins de la modélisation exposée dans la première partie de cette étude. On pourrait en particulier :

- s'attacher à la caractérisation expérimentale du développement d'un écoulement bouillant pour une plage de titre thermodynamique à l'équilibre $X_{eq,s}$ plus étendue. On pourra par exemple imposer la pression P_s , la vitesse massique G , ainsi que le flux thermique surfacique q_p , et faire varier la température d'entrée T_e afin de balayer en sortie de section d'essais des configurations d'écoulement allant des conditions sous-saturées jusqu'à des conditions fortement saturées (allant des titres thermodynamiques négatifs jusqu'aux titres thermodynamiques positifs),
- s'attacher à explorer des conditions thermohydrauliques tendant vers la crise d'ébullition, afin d'essayer d'identifier d'éventuels comportements singuliers sur les mesures.

Il serait également intéressant d'utiliser le diagramme des fluctuations en écoulement bouillant afin d'obtenir, dans ces conditions, les fluctuations turbulentes de vitesse et de température liquides ainsi que les fluctuations croisées. On pourrait en particulier utiliser une sonde anémométrique en X (*i.e.* sonde anémométrique constituée de deux fils placés en croix et permettant de mesurer les composante radiale et axiale de la vitesse) afin d'accéder au terme de fluctuation croisée vitesse température $\overline{v'T'}$, qui joue un rôle primordial dans le transfert de chaleur de la paroi vers le cœur de l'écoulement. Il serait alors intéressant d'en déduire expérimentalement la diffusivité turbulente d'énergie ε_{TL} .

Une étude préliminaire a été tentée en ce sens durant cette thèse, mais nous avons malheureusement été confronté à deux problèmes :

- d'une part, le faible rapport signal sur bruit obtenu pour les faibles coefficients de surchauffe empêche de mesurer les fluctuations turbulente de température,
- d'autre part, les surchauffes maximales atteignables sur le capteur sont trop faibles

dans les conditions bouillantes (où l'ébullition se déclenche pour de faibles surchauffes du capteur) pour accéder de manière exploitable aux fluctuations turbulentes de vitesse.

Par conséquent, nous pensons que les perspectives expérimentales de cette étude passent au préalable par une optimisation de la chaîne de mesure :

1. premièrement, il apparaît nécessaire de réduire le bruit électronique de l'anémomètre. Ceci faciliterait non seulement la mesure des fluctuations turbulentes, mais également la procédure de distinction phasique qui est sensible au bruit électronique, en particulier pour les faibles valeurs du coefficient de surchauffe. Une voie d'amélioration consisterait en particulier à développer une alimentation de courant à très faible niveau de bruit, alimentée par une batterie et non plus par le secteur comme c'est le cas actuellement. Des tests ont en effet montré qu'une part importante des parasites électroniques provenait du secteur (bruits à 50 Hz et à ses harmoniques).
2. il serait également intéressant de travailler sur la sonde de mesure dans le but de repousser la température d'apparition de l'ébullition nucléée à sa surface, et ainsi augmenter les coefficients de surchauffe atteignables. Une idée consisterait, par exemple, à revêtir le fil de Tungstène d'un dépôt lissant afin d'en améliorer l'état de surface. Le modèle de [Y.Y.Hsu \(1962\)](#) (présenté au chapitre 4) montre en effet que réduire les aspérités à la surface du fil à des tailles inférieures à 10 nm (contre 20 à 100 nm aujourd'hui) permettrait d'augmenter les surchauffes d'apparition de l'ébullition nucléée à la surface du fil à des valeurs supérieures à 30°C (contre 10°C actuellement).

Si le revêtement d'Alumine actuellement déposé sur les sondes suit les aspérités de surface du fil (dépôt conforme) et ne permet donc pas de repousser la température d'ébullition, on pourrait envisager d'ajouter une couche de dépôt supplémentaire constituée de diamant. En effet, ce matériau possède des propriétés lissantes (dépôt non conforme) et se dépose *a priori* bien sur l'alumine.

On pourrait également tester d'autres matériaux pour le fil, dont l'état de surface serait plus lisse que celui du Tungstène, comme par exemple le Platine.

Enfin, comme nous sommes aujourd'hui capables de déterminer la fonction indicatrice de phase à partir du signal anémométrique, on pourrait également envisager d'utiliser une sonde anémométrique constituée de deux fils parallèles placés l'un derrière l'autre et fonctionnant comme une bi-sonde optique. Ceci permettrait alors de compléter nos données expérimentales en mesurant également la vitesse moyenne de la vapeur.

Concernant **l'axe de modélisation physique**, nous formulons les perspectives suivantes :

1. il nous semble important de travailler sur l'aspect thermique du modèle en proposant en particulier une nouvelle modélisation pour la diffusivité turbulente d'énergie ε_{TL} ,

afin de mieux reproduire les profils de température expérimentaux.

2. il nous semble également pertinent d'améliorer la prédiction du profil de taux de vide afin de mieux reproduire les mesures expérimentales, notamment lorsque le pic de taux de vide se décale de la paroi. Dans cette optique, nous pensons qu'il serait en particulier intéressant d'étudier l'influence d'une évolution radiale du temps de relaxation sur les résultats du modèle.
3. enfin, le modèle n'ayant pour l'instant été testé qu'en géométrie cylindrique par comparaison à la banque de données DEBORA, il apparaîtrait intéressant de l'étendre à d'autres banques de données. La banque de données ASU (Arizona State University, Roy et al. (1997), Roy et al. (2002)) constitue une alternative intéressante même si au sens des critères de transpositions établis au chapitre 3, les conditions des essais ASU ne sont pas représentatives de celles d'un REP, en particulier car ils sont réalisés à une pression très faible (~ 25 bar en équivalent eau) devant la pression nominale de fonctionnement d'un réacteur (~ 150 bar). Néanmoins, cette banque de données fournit des mesures très complètes (topologie de l'écoulement, taux de vide, champs de vitesse du liquide et de la vapeur moyennés en temps, fluctuations turbulentes de vitesse et de température) en géométrie annulaire pour du Fréon R113. Un premier travail a été réalisé dans ce sens mais n'a pas été présenté dans ce document pour des raisons de clarté. Les résultats de ce travail préliminaire ont toutefois démontré que si le modèle est capable de reproduire correctement les profils de vitesse expérimentaux, il se montre incapable de décrire les profils de température et les surestime, en particulier, dans la zone proche de la paroi chauffante.

Troisième partie

Annexes

Annexe A

Corrélations en écoulement diphasique bouillant

Cette annexe présente les corrélations :

- de [Boree et al. \(1992\)](#) qui permet de calculer le diamètre de détachement des bulles de vapeur \tilde{d}_B ,
- de [Friedel \(1979\)](#) qui permet de calculer la contrainte de frottement pariétale τ_p en écoulement diphasique bouillant,
- et de [Liu and Winterton \(1991\)](#) qui permet de calculer le coefficient d'échange thermique entre la paroi chauffée et le fluide en ébullition convective.

Les corrélations de [Boree et al. \(1992\)](#) et de [Friedel \(1979\)](#) sont utilisées dans le chapitre 2 dans le cadre du développement et de la validation du modèle.

La corrélation de [Friedel \(1979\)](#) est également utilisée dans le chapitre 7 pour estimer les vitesses de frottement $u^* = \sqrt{\tau_p/\rho}$.

La corrélation de [Liu and Winterton \(1991\)](#) est quant à elle confrontée aux mesures expérimentales au chapitre 7.

A.1 Corrélation de diamètre de détachement de bulles de [Unal \(1976\)](#)

Cette corrélation permet d'exprimer le diamètre des bulles de vapeur lorsqu'elles se détachent de la paroi chauffante. Le diamètre de détachement s'exprime alors comme :

$$\tilde{d}_b = \frac{2.42 \cdot 10^{-5} a P_s^{0.709}}{\sqrt{b\phi}}, \quad (\text{A.1})$$

où P_s correspond à la pression de sortie en Pa et a et ϕ sont des paramètres définis comme :

$$a = \frac{\Delta T_{sat} \lambda_L \gamma}{2 \rho_G h_{LG} \sqrt{\pi \alpha_1}} \quad (\text{A.2})$$

$$\phi = \begin{cases} \left(\frac{v_{L,b}}{v_0}\right)^{0.47} & v_{L,b} > v_0 \\ 1 & v_{L,b} \leq v_0 \end{cases} \quad v_0 = 0.61 \text{ m.s}^{-1} \quad (\text{A.3})$$

$v_{L,b}$ correspond à la vitesse du liquide moyennée sur la section de passage, et ΔT_{sat} et ΔT_{sub} correspondent aux surchauffes définies par :

$$\Delta T_{sat} = T_p - T_{sat}, \quad (\text{A.4})$$

où T_p est la température de paroi calculée à l'aide de la corrélation de **Frost and Dzakowic (1967)**, et :

$$\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_{L,b}, \quad (\text{A.5})$$

où $T_{L,b}$ correspond à la température du liquide moyennée sur la section de passage du fluide. α_1 est une constante qui s'écrit :

$$\alpha_1 = \frac{\lambda_{L,sat}}{C_{pL,sat} \rho_{L,sat}}. \quad (\text{A.6})$$

γ est une constante qui dépend des propriétés physiques de la surface chauffée et qui s'écrit :

$$\gamma = \sqrt{\left(\frac{\lambda_s \rho_s C_{ps}}{\lambda_L \rho_L C_{pL}} \right)} \quad (\text{A.7})$$

où λ_s , ρ_s et $C_{p,s}$ correspondent respectivement à la conductivité thermique, à la masse volumique et à la capacité calorifique de la section d'essais.

Dans le cas de DEBORA, la section d'essais étant constituée d'acier 316TI, on prendra :

- $\lambda_s = 16 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$,
- $\rho_s = 7950 \text{ kg.m}^{-3}$,
- $C_{p,s} = 500 \text{ J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$.

Enfin le paramètre b est défini de la manière suivante :

$$b = \frac{\Delta T_{sub}}{2 \left(1 - \frac{\rho_{G,sat}}{\rho_{L,sat}} \right)}. \quad (\text{A.8})$$

A.2 Corrélation de frottement de **Friedel (1979)**

La corrélation de **Friedel (1979)** permet de calculer la perte de pression $\left(\frac{dP}{dz} \right)_F$ dans un écoulement diphasique bouillant de la manière suivante :

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_F = \phi_{L0}^2 \left(\frac{dP}{dz} \right)_{FL0} \quad (\text{A.9})$$

où $\left(\frac{dP}{dz} \right)_{FL0}$ et ϕ_{L0}^2 correspond à la perte de pression d'un écoulement purement liquide et présentant la même vitesse massique G que l'écoulement bouillant. ϕ_{L0} est une constante de proportionnalité qui est définie de la manière suivante :

$$\phi_{L0}^2 = E + 3.24 F \times H \times Fr^{-0.045} \times We^{-0.035} \quad (\text{A.10})$$

où

$$E = (1 - X)^2 + X^2 \frac{\rho_L C_{fG0}}{\rho_G C_{fL0}} \quad (\text{A.11})$$

$$F = X^{0.78} (1 - X)^{0.224} \quad (\text{A.12})$$

$$H = \left(\frac{\rho_L}{\rho_G} \right)^{0.91} \left(\frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.19} \left(1 - \frac{\mu_G}{\mu_L} \right)^{0.7} \quad (\text{A.13})$$

avec

$$Fr = \frac{G^2}{\rho^2 g D} \quad We = \frac{G^2 D}{\rho \sigma} \quad \rho = (1 - \alpha_G) \rho_L + \alpha_G \rho_G = \left(\frac{X}{\rho_G} + \frac{1-X}{\rho_L} \right)^{-1} \quad (\text{A.14})$$

X est le titre massique moyenné sur la section de passage et est calculé à l'aide de la corrélation de [Levy \(1967\)](#) (équation 2.96). Les propriétés thermophysiques du fluide sont calculées à la température de saturation. Les coefficients de frottement, C_{fG0} et C_{fL0} , sont calculés en utilisant la corrélation de [Churchill \(1977\)](#) :

$$C_f = 2 \left[\left(\frac{8}{Re} \right)^{12} + \frac{1}{(A+B)^{1.5}} \right]^{1/12} \quad (\text{A.15})$$

où A et B sont des constantes définies comme :

$$A = \left[2.457 \ln \frac{1}{(7/Re)^{0.9} + 0.27\varepsilon/D} \right]^{16}, \quad B = \left(\frac{37530}{Re} \right)^{16} \quad (\text{A.16})$$

avec :

$$Re_L = \frac{GD}{\mu_L}, \quad Re_G = \frac{GD}{\mu_G} \quad (\text{A.17})$$

A.3 Corrélation d'échange thermique de [Liu and Winterton \(1991\)](#)

La corrélation de [Liu and Winterton \(1991\)](#) permet de calculer le coefficient d'échange thermique h_t entre la paroi chauffante et le fluide en ébullition convective. Dans le cas de l'ébullition saturée, ce dernier s'écrit :

$$h_t \triangleq \frac{q_p}{T_p - T_{sat}} = \sqrt{(Eh_{lo})^2 + (Sh_{pool})^2} \quad (\text{A.18})$$

où h_{lo} représente le coefficient d'échange thermique lié à la convection monophasique dans le liquide et h_{pool} correspond au coefficient d'échange thermique du à l'ébullition en paroi. Ces deux coefficients s'écrivent :

$$h_{lo} = 0.023 Re_{L,sat}^{0.8} Pr_{L,sat}^{0.4} \frac{\lambda_{L,sat}}{D} \quad (\text{A.19})$$

et

$$h_{pool} = 55 \left(\frac{P_s}{P_c} \right)^{0.12} \left[-\log_{10} \left(\frac{P_s}{P_c} \right) \right]^{-0.55} M^{-0.5} q_p^{0.67}, \quad (\text{A.20})$$

où P_c correspond à la pression critique du fluide ($P_c = 40.6$ bar pour du R134a) et M représente la masse molaire du liquide en g/mol.

Les nombres de Reynolds et de Prandtl du liquide sont calculés à la température de saturation :

$$Re_{L,sat} = \frac{GD}{\mu_{L,sat}}, \quad Pr_{L,sat} = \frac{\mu_{L,sat} C_{pL,sat}}{\lambda_{L,sat}}. \quad (\text{A.21})$$

Le coefficient d'échange h_{pool} est celui proposé en ébullition en vase par [Cooper \(1982\)](#).

Enfin, les coefficients E et S s'écrivent :

$$E = \left[1 + X Pr_L \left(\frac{\rho_{L,sat}}{\rho_{G,sat}} - 1 \right) \right]^{0.35} \quad (\text{A.22})$$

$$S = [1 + 0.055 E^{0.1} Re_L^{0.16}]^{-1}$$

où X représente le titre massique moyen de vapeur. Les nombres de Prandtl Pr_L et de Reynolds Re_L sont cette fois calculés à la température moyenne du liquide.

Cette corrélation a été établie en eau et en Fréon R12. Les domaines de validité associés à ces deux fluides sont présentés dans le tableau [A.1](#).

Fluide	P_s (bar)	q_p (MW.m ⁻²)	G (kg.m ⁻² .s ⁻¹)
Eau	3 -200	0.02 - 9	1000 -6100
Fréon R12	8- 29	0.02-2	1000 -5700

TABLE A.1 – Domaines de validité de la corrélation de [Liu and Winterton \(1991\)](#).

Annexe B

Calcul des pertes thermiques de la section d'essais

La section d'essais est isolée de l'extérieur par une enceinte en laine de roche de 6cm d'épaisseur qui permet de minimiser les pertes thermiques. Dans ce paragraphe nous présentons un calcul des pertes thermiques afin de caractériser l'efficacité de cette isolation.

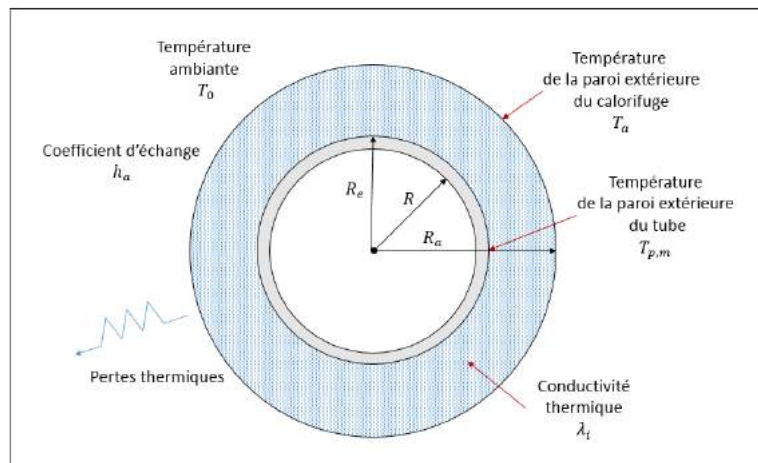


FIGURE B.1 – Vue en coupe du tube d'essais et de son calorifuge

En coordonnée cylindrique, l'équation de la chaleur s'écrit (Bird et al. (2002)) :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T}{\partial r} \right) = 0. \quad (\text{B.1})$$

Les conditions aux limites de cette équation s'écrivent :

$$\left\{ \begin{array}{ll} T(r = R_e) = T_{p,m} & \text{température mesurée par les sondes Platines de paroi} \\ T(r = R_a) = T_a & \text{température de la paroi extérieure du calorifuge} \\ -\lambda_i \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_a} = h_a(T_a - T_0) & \text{égalité des flux surfaciques} \end{array} \right. \quad (\text{B.2})$$

où R_a , T_a , T_0 , h_a et λ_i correspondent respectivement, comme précisé sur la figure B.1, au rayon et à la température de la paroi extérieure du calorifuge, à la température ambiante, au coefficient d'échange convectif ainsi qu'à la conductivité thermique de la laine de roche que nous prendrons égale à $0.04 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$. La résolution du système différentiel permet d'exprimer la densité surfacique de puissance des pertes thermiques comme :

$$q_{ext} = -\lambda_i \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_a} = \frac{T_{p,m} - T_0}{R_a} \times \frac{1}{\frac{\ln(R_a/R_e)}{\lambda_i} + \frac{1}{h_a R_a}} \quad (\text{B.3})$$

La puissance évacuée par les pertes thermiques est alors égale à :

$$W_{ext} = 2\pi L R_a \times q_{ext} = 2\pi L (T_{p,m} - T_0) \times \frac{1}{\frac{\ln(R_a/R_e)}{\lambda_i} + \frac{1}{h_a R_a}} \quad (\text{B.4})$$

En prenant, $h_a \sim 10 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$, $(T_{p,m} - T_0) \sim 100^\circ\text{C}$, $R_e \sim 0.01 \text{ m}$ et $R_a \sim 0.07 \text{ m}$, on trouve $W_{ext} \sim 45 \text{ W}$, ce qui est très faible devant la puissance électrique injectée lors des essais ($>10 \text{ kW}$). Par conséquent la paroi extérieure du tube peut être considérée comme adiabatique.

Annexe C

Compléments sur l'anémomètre à courant constant

Cette annexe présente la précision des appareils de mesure utilisés ainsi que la procédure de choix des courants à injecter dans le capteur.

C.1 Précision des appareils de mesure

La tableau C.1 présente les précision des différents appareils utilisés dans la chaîne de mesure.

	Plage de mesure / valeur	Précision	Résolution*
Carte d'acquisition NI6259	-10V/10V	$\pm 1.92mV$	$\pm 52\mu V$
	-5V/5V	$\pm 1.01mV$	$\pm 56\mu V$
	-2V/2V	$\pm 410\mu V$	$\pm 13\mu V$
	-1V/1V	$\pm 220\mu V$	$\pm 13\mu V$
	-0.5V/0.5V	$\pm 130\mu V$	$\pm 8\mu V$
	-0.2V/0.2V	$\pm 74\mu V$	$\pm 6\mu V$
	-0.1V/0.1V	$\pm 52\mu V$	$\pm 6\mu V$
Alimentation Keitlhey 2450	1 mA/ 10mA	0.020% + $1.5\mu A$	500nA
	10 mA/ 100 mA	0.025% + $15\mu A$	5 μA
	10 mA/ 100 mA	0.067% + $900\mu A$	50 μA
Amplificateur DLPVA 100-FD	$\pm 10V$	0.1%	/
Résistance de shunt R_s	10 Ω	0.01%	/

TABLE C.1 – Caractéristique des appareils de la chaîne de mesure. - * La résolution correspond à la plus petite variation pouvant être détectée par l'appareil.

C.2 Choix des courants à injecter

Cette section présente une procédure pour choisir les différents courants à injecter dans le capteur dans le cadre de la procédure à surchauffes multiples présentées au chapitre 4.

Contrairement au mode à température constante où la surchauffe du capteur est une consigne d'entrée, en fonctionnement à courant constant elle résulte du courant injecté et des conditions de refroidissement du fil (vitesse/température). Or, ces conditions sont *a priori* inconnues lors de la mesure. Il faut donc mettre en place une procédure pour déterminer, *a priori*, les différents niveaux de courants à injecter dans le capteur pour :

- (i) d'une part, atteindre les surchauffes attendues,
- (ii) et d'autre part, ne pas dépasser la température de déclenchement de l'ébullition sur le capteur.

A cette fin nous avons développé la procédure suivante :

1. **premièrement on fixe la température maximum** $T_{w,max}$ à ne pas dépasser sur le capteur, ce qui permet d'estimer la résistance maximale à atteindre sur le capteur :

$$R_{w,max} = R_{20} [1 + \alpha_{20}(T_{w,max} - 20)], \quad (C.1)$$

2. **on injecte ensuite successivement deux courants** I_1 et I_2 choisis suffisamment faibles pour ne pas altérer le capteur en lui imposant une température trop élevée (dans nos configurations $I_1 \sim 10mA$ et $I_2 \sim 20mA$), puis on mesure les résistances du fil et les puissances Joule correspondantes ce qui permet d'estimer la droite :

$$R_w = a + bR_w I^2, \quad (C.2)$$

3. **Le courant maximal** à injecter dans le capteur (pour ne pas dépasser T_{max}) est alors égal à :

$$I_{max} = \frac{1}{\sqrt{b}} \sqrt{1 - \frac{a}{R_{w,max}}}. \quad (C.3)$$

En utilisant l'équation 4.14, le courant I_n à injecter pour atteindre une surchauffe donnée $a_{w,n}$ est vaut alors :

$$I_n = \frac{1}{\sqrt{b}} \sqrt{1 - \frac{1}{(1 + a_{w,n})}} \quad (C.4)$$

A chaque fois qu'on injecte un nouveau courant on recalcule la droite d'interpolation $R_w = f(R_w I^2)$ afin d'affiner le calcul des courants suivants.

Annexe D

Établissement des équations des coefficients de sensibilité à la vitesse et à la température F et G

Cette annexe a pour objectif de détailler le calcul des coefficients de sensibilité à la vitesse F et à la température G qui sont utilisés au chapitre 6 pour établir le diagramme des fluctuations. Le calcul présenté ici se base sur les travaux de [Morkovin \(1956\)](#) qui s'appliquent à l'origine aux écoulements supersoniques en air. Par conséquent, nous avons négligé ici l'ensemble des termes dépendant du nombre de Mach.

Le bilan thermique à l'équilibre dans le liquide (équation 4.5) permet d'écrire :

$$R_w I^2 = Nu_{w,f} \pi l \lambda_f (T_w - T_0), \quad (\text{D.1})$$

En différenciant le logarithme de l'équation F.5, on obtient donc :

$$d \ln(P) = d \ln(H), \quad (\text{D.2})$$

en posant

$$P = R_w I^2, \quad (\text{D.3})$$

et

$$H = Nu_{w,f} \pi l \lambda_f (T_w - T_0). \quad (\text{D.4})$$

Calcul de $d \ln(H)$:

La différentielle totale $d \ln H$ est égale à :

$$d \ln(H) = \frac{\partial \ln H}{\partial \ln(Re_w)} d \ln(Re_w) + \frac{\partial \ln H}{\partial \ln(T_0)} d \ln(T_0) + \frac{\partial \ln H}{\partial \ln(T_w)} d \ln(T_w), \quad (\text{D.5})$$

où $d \ln(Re_w)$, $d \ln(T_w)$ et $d \ln(T_0)$ sont les différentielles totales des logarithmes du nombre de Reynolds Re_w et de la température du capteur T_w ainsi que de la température du fluide T_0 .

Par définition du nombre de Reynolds on peut écrire :

$$d\ln(Re_w) = d\ln(U) + d\ln(\rho) - d\ln(\mu) = d\ln(U) + \left[\frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln(T_0)} - \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln(T_0)} \right] d\ln(T_0) \quad (D.6)$$

En posant :

$$m \triangleq \frac{\partial \ln \mu}{\partial \ln(T)}, \quad (D.7)$$

$$k \triangleq \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln(T)}, \quad (D.8)$$

et

$$n \triangleq \frac{\partial \ln \lambda}{\partial \ln(T)}, \quad (D.9)$$

puis en négligeant les variations de la température du fil T_w avec le nombre de Reynolds Re_w et la température du fluide T_0 , l'équation D.5 se réécrit :

$$\begin{aligned} d\ln(H) = & \left[n + (k - m) \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} - \frac{T_0}{T_w - T_0} + \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(T_0)} \right] \times d\ln(T_0) \\ & + \left[\frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right] \times d\ln(U) \\ & + \left[\frac{T_w}{T_w - T_0} + \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(T_0)} \right] \times d\ln(T_w) \end{aligned} \quad (D.10)$$

Calcul de $d\ln(H)$

En posant :

$$e_w = R_w \times I, \quad (D.11)$$

on montre alors que la différentielle totale logarithmique de la tension e_w s'écrit :

$$d\ln(e_w) = \left(1 + \frac{\partial \ln I}{\partial \ln(R_w)} \right) K d\ln(T_w) \quad (D.12)$$

où K correspond à un paramètre défini par :

$$K \triangleq \frac{\partial \ln(R_w)}{\partial \ln(T_w)}. \quad (D.13)$$

En utilisant la loi résistance température (équation 4.1) ce paramètre se réécrit :

$$K = \frac{\alpha_0 T_w}{1 + a_w}. \quad (D.14)$$

On peut alors écrire la différentielle logarithmique totale de P comme :

$$\begin{aligned} d\ln(P) &= d\ln(e_w) + d\ln(I) \\ &= \left[1 + 2 \frac{\partial \ln I}{\partial \ln(R_w)} \right] K d\ln(T_w) \end{aligned} \quad (D.15)$$

Cas particulier

On se place dans le cas particulier où le nombre de Reynolds Re_w et la température T_0 sont fixés et où le courant I varie. En utilisant les équations D.10 et D.15, l'égalité des différentielles de $\ln(H)$ et de $\ln(P)$ (équation D.2) conduit alors à :

$$\left[\frac{T_w}{T_w - T_0} + \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(T_w)} \right] \times d\ln(T_w) = \left[1 + 2 \frac{\partial \ln I}{\partial \ln(R_w)} \right] K d\ln(T_w), \quad (D.16)$$

ce qui se simplifie en :

$$\left[\frac{T_w}{T_w - T_0} + \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(T_w)} \right] = \left[1 + \frac{1}{A_w} \right] K, \quad (D.17)$$

où A_w est défini comme :

$$A_w \triangleq \left[\frac{1}{2} \frac{\partial \ln(R_w)}{\partial \ln(I)} \right]_{T_0, Re_w}, \quad (D.18)$$

où l'indice (T_0, Re_w) signifie "à température et à nombre de Reynolds fixés". En utilisant la définition du coefficient de surchauffe (équation 4.14) ainsi que le bilan thermique à l'équilibre (équation 4.5), on peut montrer que :

$$A_w = \frac{a_w}{1 + a_w}. \quad (D.19)$$

Cas général

On se place maintenant dans le cas général d'un anémomètre à courant constant soumis à des variations du nombre de Reynolds et de la température du liquide. En utilisant les équations D.10 et D.15, l'égalité des différentielles totales de $\ln(H)$ et de $\ln(P)$ (équation D.2) s'écrit alors :

$$\begin{aligned} \left[1 + 2 \frac{\partial \ln I}{\partial \ln(R_w)} \right] K d\ln(T_w) &= \left[\frac{T_w}{T_w - T_0} + \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(T_w)} \right] \times d\ln(T_w) \\ &+ \left[n + (k - m) \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} - \frac{T_0}{T_w - T_0} + \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(T_0)} \right] \times d\ln(T_0) \\ &+ \left[\frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right] \times d\ln(U), \end{aligned} \quad (D.20)$$

Comme le courant I est maintenu constant on a :

$$\frac{\partial \ln(R_w)}{\partial \ln(I)} = 0. \quad (D.21)$$

En utilisant les équations D.12 et D.17 pour simplifier l'équation D.20, on obtient donc :

$$\begin{aligned} \frac{d\ln(e_w)}{A_w} &= \left[n + (k - m) \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} - \frac{T_0}{T_w - T_0} + \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(T_0)} \right] \times d\ln(T_0), \\ &+ \left[\frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right] \times d\ln(U), \end{aligned} \quad (D.22)$$

ce qui se simplifie à l'aide de l'équation D.17 et conduit à :

$$\begin{aligned} d\ln(e_w) &= -K + A_w \left[1 - K + n + (k - m) \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right] \times d\ln(T_0) \\ &+ A_w \left[\frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right] \times d\ln(U) \end{aligned} \quad (D.23)$$

Les coefficients de sensibilité à la vitesse et à la température qui sont définis au chapitre 6 comme :

$$F \triangleq \frac{\partial \ln(e_w)}{\partial \ln(U)}, \quad (D.24)$$

et

$$G \triangleq \frac{\partial \ln(e_w)}{\partial \ln(T)}, \quad (D.25)$$

se réécrivent donc :

$$F = A_w \left[\frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right], \quad (D.26)$$

et

$$G = -K + A_w \left[1 - K + n + (k - m) \frac{\partial \ln Nu_w}{\partial \ln(Re_w)} \right]. \quad (D.27)$$

Annexe E

Calcul de l'incertitude de mesure sur les quantités moyennes

L'objectif de cette annexe est d'estimer la précision des mesures de vitesse et de température moyenne présentées au chapitre 6.

Deux sources principales d'incertitudes ont alors été identifiées :

- les incertitudes liées à l'étalonnage de la sonde,
- les incertitudes liées à la précision de l'interpolation linéaire des courbes $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$.

Incertitudes liées à l'étalonnage de la sonde

Les incertitudes liées à l'étalonnage de la sonde correspondent principalement aux incertitudes sur les lois d'étalonnage en vitesse et en température.

La vitesse de référence étant calculée à partir de la corrélation de [Zagarola and Smits \(1998\)](#), nous estimons que l'incertitude sur cette quantité est égale à la précision de la corrélation, *i.e.* $\pm 0.55\%$,

La température de référence étant mesurée par les sondes Platines placées en entrée et en sortie de section d'essais, nous estimons que l'incertitude sur cette température est égale à l'incertitude de mesure des sondes Platines soit $\pm 0.2^\circ\text{C}$

Incertitudes liées aux interpolations linéaires des courbes $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$

D'après l'équation 4.37, la relation entre la résistance du fil et la puissance dissipée dans le fil s'écrit :

$$R_w = R_0 + \frac{\alpha_a R_a}{Nu_{w,f} \pi l} \times \frac{R_w I^2}{\lambda_f}, \quad (\text{E.1})$$

La pente et l'ordonnée à l'origine de cette droite fournissent *via* les courbes d'étalonnage la vitesse (nombre de Nusselt Nu_w) et la température (résistance à froid R_0). Les précisions des mesures de vitesse et de température sont donc liées à la précision de la détermination des deux grandeurs précédentes (pente et ordonnée à l'origine).

En notant δA l'incertitude sur la pente et δB l'incertitude sur l'ordonnée à l'origine, et en utilisant l'équation E.1, on montre que :

$$\delta R_0 = \delta B, \quad (\text{E.2})$$

et

$$\frac{\delta Nu_w}{Nu_w} \sim \frac{\delta A}{A}, \quad (\text{E.3})$$

où δNu_w et δR_0 correspondent respectivement aux incertitudes sur le nombre de Nusselt et la résistance à froid.

En utilisant la loi résistance/température du capteur (équation 4.1), on peut alors relier l'incertitude δR_0 à l'incertitude sur la mesure de température δT :

$$\delta T \sim \frac{\delta R_0}{\alpha_a R_a}, \quad (\text{E.4})$$

Afin de relier l'incertitude sur la vitesse δU à l'incertitude sur le nombre de Nusselt δNu_w , on utilise ici la relation de **Kramers (1946)** (équation 4.11) que nous rappelons ici :

$$Nu_{w,f} = 0.42 Pr_f^{0.2} + 0.57 Pr_f^{0.33} \sqrt{Re_{w,f}}. \quad (\text{E.5})$$

En différenciant logarithmiquement cette expression on obtient :

$$\frac{\delta U}{U} \sim 2 \times \frac{\delta Nu_w}{(Nu_w - 0.42 Pr_f^{0.2})}, \quad (\text{E.6})$$

ce qui se réduit à :

$$\frac{\delta U}{U} \sim 2 \times \frac{\delta A}{A}, \quad (\text{E.7})$$

en négligeant le terme caractéristique d'échange par convection naturelle $0.42 Pr_f^{0.2}$ devant le nombre de Nusselt Nu_w . En effet, pour nos conditions d'essais, Nu_w est de l'ordre de 30 alors que le terme $0.42 Pr_f^{0.2}$ est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-1}$.

Les incertitudes de vitesse et de température (qui sont liées à δA et δB) dépendent donc (figure E.1) :

- du nombre de points utilisés pour construire la courbe de régression $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$,
- du domaine de surchauffe utilisé, *i.e.* de la valeur maximale du courant injecté (en effet, la régression linéaire sera d'autant plus précise que la plage de courants injectés sera importante),
- de la précision de mesure de chaque point constituant la courbe (*i.e.* la précision de mesure de la résistance R_w et de la puissance $R_w I^2$)

Les incertitudes respectives sur la pente et l'ordonnée à l'origine δA et δB sont fournies par l'algorithme de régression utilisé pour construire la droite d'interpolation des données (algorithme de Levenberg-Marquardt). Elles valent en moyenne respectivement $\pm 2\%$ et $\pm 2.5 \text{m}\Omega$. En utilisant les équations E.4 et E.7, on peut alors calculer la distribution des incertitudes de mesure sur la vitesse et la température pour chacun des essais réalisés.

Les figures E.2(a) et E.2(b) présentent respectivement les distributions des incertitudes

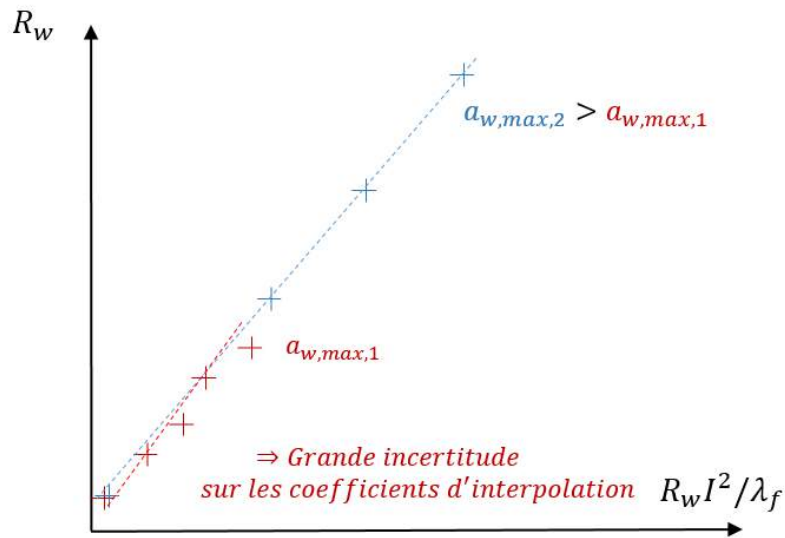


FIGURE E.1 – Influence du nombre de points utilisés et de leur répartition sur l’estimation de la pente et de l’ordonnée à l’origine de la courbe $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$: plus les points sont espacés, placés avec précision et nombreux, plus la pente et l’ordonnée à l’origine des droites d’interpolation sont estimées avec précision. Par conséquent, les incertitudes sur la pente δA et sur l’ordonnée à l’origine δB sont estimées par l’algorithme de régression linéaire pour chaque jeu de données $(R_w, R_w I^2 / \lambda_f)$.

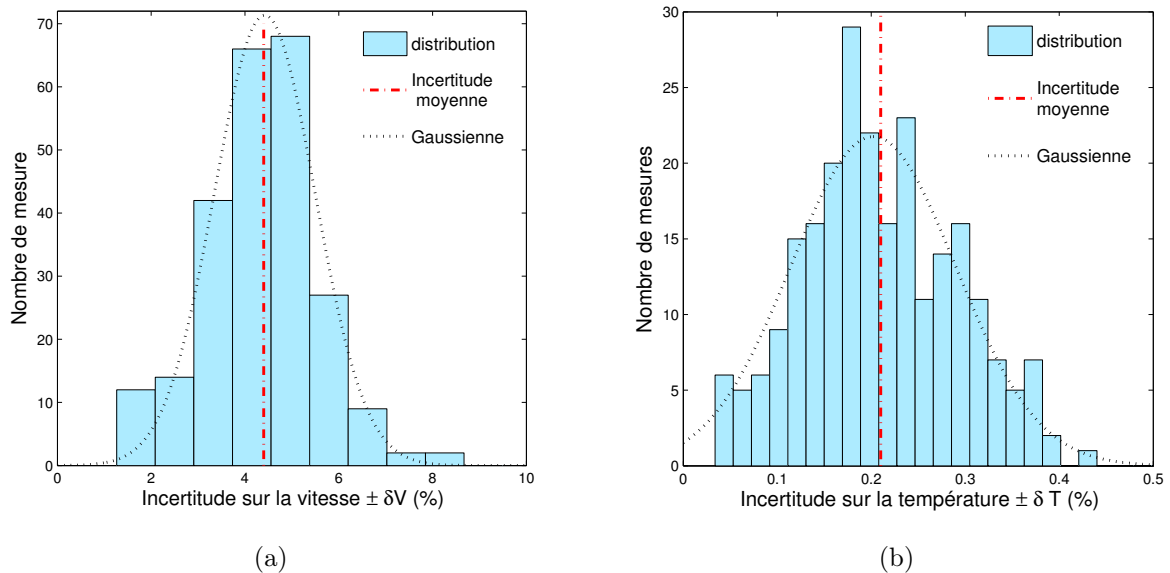


FIGURE E.2 – (a) Distribution des incertitudes sur la mesure de vitesse - (b) distribution des incertitudes sur la mesure de température. Ces distributions sont calculées à partir des incertitudes sur la pente δA et sur l’ordonnée à l’origine δB obtenues pour chaque droite $R_w = f(R_w I^2 / \lambda_f)$ utilisée pour obtenir les profils présentés sur les figures 6.4 et 6.5 (équations E.4 et E.7)

de mesures δU et δT obtenues l'ensemble des essais du tableau 6.1. On constate que ces incertitudes sont en moyenne de $\pm 0.2^\circ\text{C}$ pour la température liquide et de $\pm 4\%$ pour la vitesse.

En prenant en compte les incertitudes liés à l'étalonnage, nous pouvons donc en déduire les précisions de mesure sur la vitesse :

$$\delta U = \pm \sqrt{4\%^2 + 0.55\%^2} \sim \pm 4\%,$$

et sur la température :

$$\delta T = \sqrt{0.2^2 + 0.2^2} \sim \pm 0.3^\circ\text{C}.$$

Annexe F

Établissement des équations régissant la contrainte de cisaillement et le flux de chaleur dans le mélange en régime quasi-établi

L'objectif de ce chapitre est d'obtenir les équations régissant l'évolution radiale de la contrainte de cisaillement et du flux de chaleur dans le mélange en régime quasi-établi. Ces expressions sont utilisées au chapitre 2 pour obtenir expérimentalement les diffusivités turbulente de quantité de mouvement ε'_{mL} et d'énergie ε'_{TL} en écoulement monophasique.

En faisant l'hypothèse de couche limite (*i.e.* gradients radiaux négligeables devant les gradients axiaux, hypothèse **H2**), le système différentiel établi au chapitre 2 (tableau 2.2) se réécrit dans le cas d'un écoulement mécaniquement établi :

$$\frac{d(r\tau_{mzr})}{dr} = r \frac{dp_m}{dz} + r\rho_m g \quad (\text{F.1})$$

$$\frac{dU_{mz}}{dr} = \frac{\tau_{mzr}}{\alpha_L \rho_L (\nu_L + \varepsilon_{mL})} \quad (\text{F.2})$$

$$\frac{\partial h_L}{\partial r} = - \frac{C_{pL}}{\alpha_L (\lambda_L + \rho_L C_{pL} \varepsilon_{TL})} \times q_{mr} \quad (\text{F.3})$$

$$\frac{\partial(rq_{mr})}{\partial z} = -r\rho_m U_{mz} \frac{\partial h_m}{\partial z} \quad (\text{F.4})$$

Équation différentielle régissant la contrainte de cisaillement

En intégrant l'expression F.1 sur un disque de rayon r , puis sur un disque de rayon R , on obtient les deux équations suivantes :

$$0 = r\tau_{mzr}(r) - \frac{dp_m}{dz} \frac{r^2}{2} + \int_0^r g\rho_m u du \quad (\text{F.5})$$

et

$$0 = R\tau_{mzr}(R) - \frac{dp_m}{dz} \frac{R^2}{2} + \int_0^R g\rho_L u du. \quad (\text{F.6})$$

En combinant les équations s F.5 et F.6 pour éliminer le gradient de pression, et en considérant que :

$$\tau_{mzr}(r = R) = -\tau_p \quad (\text{F.7})$$

où τ_p correspond à la contrainte de frottement pariétal, on obtient alors l'expression suivante pour le cisaillement dans le liquide :

$$\tau_{mzr} = -\frac{r}{R}\tau_p + \frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) u du, \quad (\text{F.8})$$

où $\langle (\cdot) \rangle_2$ correspond à l'opérateur de moyenne surfacique défini par :

$$\langle x \rangle_2 = \frac{1}{\pi R^2} \int x 2\pi u du. \quad (\text{F.9})$$

En combinant cette équation avec l'équation F.2, on obtient l'équation différentielle suivante pilotant la vitesse axiale du liquide :

$$\boxed{\frac{dU_{mz}}{dr} = \frac{-\frac{r}{R}\tau_p + \frac{g}{r} \int_0^r (\rho_m - \langle \rho_m \rangle_2) u du}{\alpha_L \rho_L (\nu_L + \varepsilon_{mL})}} \quad (\text{F.10})$$

Dans le cas monophasique cette équation se réduit à :

$$\rho_L (\nu_L + \varepsilon'_{mL}) \frac{dU_{Lz}}{dr} = -\frac{r}{R}\tau_p + \frac{g}{r} \int_0^r (\rho_L - \langle \rho_L \rangle_2) u du \quad (\text{F.11})$$

où ε'_{mL} correspond à la composante monophasique de la diffusivité turbulente de quantité de mouvement.

Équation différentielle régissant le flux de chaleur

Afin d'obtenir l'équation différentielle décrivant l'évolution radiale du flux de chaleur on fait l'hypothèse suivante ([Guéguen \(2013\)](#)) :

[H12] on suppose que l'enthalpie du mélange h_m qui est une fonction des coordonnées spatiales r et z , peut se décomposer de la façon suivante :

$$h_m(r, z) = H_m(z) + h_r(z) \quad (\text{F.12})$$

où H_m est l'enthalpie débitante du mélange moyennée sur la section de passage du fluide. L'équation F.4 se réécrit alors :

$$\rho_m U_{mz} \frac{dH_m}{dz} = -\frac{1}{r} \frac{d(rq_{mr})}{dr}. \quad (\text{F.13})$$

En intégrant l'équation précédente sur un disque de rayon r , on obtient :

$$\frac{dH_m(z)}{dz} \int_0^r \rho_m U_{mz} 2\pi u du = - \int_0^r \frac{1}{u} \frac{d(uq_{mr})}{du}, \quad (\text{F.14})$$

soit :

$$\dot{m}_r(r) \frac{dH_m(z)}{dz} = -2\pi r q_{mr}(r), \quad (\text{F.15})$$

où \dot{m}_r correspond au débit massique de liquide passant à travers un disque de rayon r défini par :

$$\dot{m}_r \triangleq \int_0^r \rho_m U_{mz} 2\pi u du, \quad (\text{F.16})$$

En écrivant l'équation précédente en $r = R$, on obtient :

$$\dot{m} \frac{dH_m(z)}{dz} = 2\pi R q_p, \quad (\text{F.17})$$

où q_p et \dot{m} correspondent respectivement à la densité surfacique de puissance imposée à la paroi et au débit massique circulant dans le tube. En éliminant le gradient d'enthalpie par combinaison des équations F.14 et F.17, on obtient alors l'équation suivante pour le flux de chaleur radial dans le mélange :

$$q_{mr} = -\frac{R}{r} \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}} q_p. \quad (\text{F.18})$$

En combinant les équations F.3 et F.18 et négligeant l'influence de la pression sur l'enthalpie du liquide, on arrive alors à l'équation différentielle suivante qui régit l'évolution radiale de la température du liquide :

$$\boxed{\frac{dT_L}{dr} = \frac{1}{\alpha_L (\lambda_L + \rho_L C_{pL} \varepsilon_{TL})} \frac{R}{r} \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}} q_p} \quad (\text{F.19})$$

Dans le cas monophasique cette équation se réduit à :

$$\alpha_L (\lambda_L + \rho_L C_{pL} \varepsilon'_{TL}) \frac{dT_L}{dr} = \frac{R}{r} \frac{\dot{m}_r}{\dot{m}} q_p \quad (\text{F.20})$$

où ε'_{TL} correspond à la composante monophasique de la diffusivité turbulente de quantité de mouvement.

Bibliographie

- S.Y. Ahmad. Fluid to fluid modeling of critical heat flux : a compensated distortion model. International Journal of Heat and Mass Transfer, 16, 1973.
- M.F.N. Al-Deen and H.H. Bruun. A comparative study of single normal, x type and split-film anemometer probe measurements in kerosene/water two-phase flow. Meas. Sci. Technol., 8 :885, 1997.
- G. Arwatz, C. Bahri, A.J. Smits, and M. Hultmark. Dynamic calibration and modelling of a cold wire for temperature measurement. Meas. Sci. Technol., 24, 2013.
- E.G. Bauer, G.R. Houdayer, and H.M. Sureau. A non equilibrium axial flow model and application to loss-of-coolant accident analysis : the clystere system code. Électricité de France, CNSI, Toronto, 1 :429–457, 1976.
- H. Benk, T. Schmidt, and R. Loth. Investigations of static and dynamic interaction between bubbles and x-hot-film probes. Meas. Sci. Technol., 12, 2001.
- Z. Bilicki and J. Kestin. Physical aspects of the relaxation model in two phase flow. Proc. Royal London A, 428 :379–427, 1990.
- R. Bird, W. Stewart, Edwin, and N. Lightfoot. Transport phenomena. JOHN WILEY and SONS,Inc., 2002.
- J. Bonjour and M. Lallemand. Two-phase flow structure near a heated vertical wall during nucleate pool boiling. International Journal of Multiphase Flow, 27 :1789–1802, 2001.
- J. Boree, G. Charnay, J. Fabre, D. Legendre, and J. Magnaudet. Technical report, IMFT Interface, 1992.
- K. Bremhorst and D. B. Gilmore. Response of hot wire anemometer probes to a stream of air bubbles in a water flow. Journal of Physics E : Scientific Instruments, 9(5), 1976.
- P. Bricard. Modelisation de l'ébullition sous sarurée et de la crise d'ébullition par caléfaction en convection forcée. PhD thesis, École Centrale Paris, 1995.
- H.H. Bruun. Principles and signal analysis. Oxford University press Inc., New york, USA., 1995.
- H.H. Bruun. Hot film anemometry in liquid flows. Meas. Sci. Technol., 7, 1996.
- J.C.A. Chen. A correlation for boiling heat transfer for saturated fluid in convective flows. International and Engineering Chemistry Process Design and Developments, 5, 1966.
- S. W. Churchill. Friction equation for all fluid flow regimes. Chem. Engng., 24(24) :91–92, 1977.

- S.W. Churchill and B. Choi. Theoretically based correlating equations for the local characteristics of fully turbulent flow in smooth pipes. AICHE, 19 :196–197, 1973.
- J.G. Collier. Convective boiling and condensation. McGraw-Hill, New-York., 1981.
- D.C. Collis and M.J. Williams. Two-dimensional convection from heated wires at low Reynolds number. J. Fluid mech., 6, 1959.
- G. Comte-Bellot. Hot wire anemometry. Annual Review of Fluid Mechanics, 8 :209–231, 1976.
- M. Cooper. Correlation for nucleate boiling—formulation using reduced pressure. Physico-Chemical Hydrodynamics, 3, 1982.
- S. Corrsin. Extended applications to the hot-wire anemometer. Review of Scientific Instruments, 18, 1947.
- G. Cubizolles. Etude stéréologique de la topologie des écoulements diphasiques à haute pression. PhD thesis, Ecole Centrale Lyon, 1996.
- R.G. Deissler. Turbulent heat transfer and temperature fluctuations in a field with uniform velocity and temperature gradients. Int. J. Heat Mass Transfer, 6, 1963.
- J.M. Delhaye. Hot-film anemometry in two-phase flow. Proc. 11th Nat. ASME/AICHe Heat Transfer Conf. on Two-Phase Flow Instrumentation, Minneapolis :523–590, 1969.
- J.M. Delhaye. Thermohydraulique des réacteurs. Génie atomique EDP Science, 2013.
- J.M. Delhaye, R. Semeria, and J.C. Flamand. Void fraction, vapor and liquid temperatures; local measurements in two-phase flow using a micro-thermocouple. ASME Journal of Heat Transfer, 95 :363–370, 1973.
- G. Dix. Vapor void fractions for forced convection with subcooled boiling at low flow rates. PhD thesis, University of California, 1971.
- P. Downar-Zapolski, Z. Bilicki, L. Bolle, and J. Franco. The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional flashing liquid flow. Int. J. Multiphase Flow, 22(3) :473–483, 1996.
- B. Farrar and H.H. Bruun. Interaction effects between a cylindrical hot-film probe and bubbles in air/water and oil water flows. J. Phys. E : Sci. Inst., 122, 1989.
- B. Farrar, A.L. Samways, and H.H. Bruun. A computer-based hot-film technique for two-phase flow measurements. Meas. Sci. Technol., 6, 1995.
- F. François, J.M. Delhaye, and P. Clément. The distribution parameter c_0 in the drift flux modeling of forced convective boiling. Multiphase Science and Technology, 23(1) :77–100, 2011.
- L. Friedel. Improved friction pressure drop correlations for horizontal and vertical two phase-pipe flow. European Two-Phase Flow Group Meeting, 1979.
- W. Frost and G.S. Dzakowic. An extension of the method of predicting incipient boiling on commercially finished surfaces. ASME, pages 67–HT–61, 1967.

- L. Fulachier. Hot wire measurement in low speed heated flow. Proc. Dynamic Flow Conf, Marseille, 465-487, 1978.
- J. Garnier, E. Manon, and H. Cubizolles. Local measurements on flow boiling of refrigerant 12 in a vertical tube. Multiphase Sci. Technol., 13 :111, 2001.
- V. Gnielinski. New equations for heat and mass transfer in turbulent pipe and channel flow. Int. Chem. Eng., 19 :359–368, 1976.
- J. Guéguen. Contribution à la modélisation multidimensionnelle des écoulements bouillants convectifs en conduite haute pression pour l'application au cas des réacteurs à eau pressurisée. PhD thesis, Université de Grenoble, 2013.
- J. Guéguen, F. François, and H. Lemonnier. Structure modeling of high pressure convective boiling with the eddy viscosity concept and the homogeneous relaxation model (hrm). Nureth 15 Meeting, page 95, 2013.
- A. Guelfi, M. Boucker, J-M. Hérard, P. Péturaud, D. Bestion, P. Boudier, P. Fillion, M.M. Grandotto, and E. Hervieu. A new multi-scale platform for advanced nuclear thermal-hydraulics, status and prospects of the neptune project. In 11th International Topical Meeting on Nuclear Reactor Thermal Hydraulics, Avignon, France., 2005.
- F.A. Hamad and H.H. Bruun. Evaluation of bubble/drop velocity and slip velocity by a single normal hot-film probe placed in a two-phase flow. Meas. Sci. Technol, 11 :11–19, 2000.
- A. Hasan, R.P. Roy, and S.P. Kalra. Some measurements in subcooled flow boiling of refrigerant r113. Journal of Heat and Mass Transfer, 113 :216–223, 1991.
- A. Hasan, R.P. Roy, and S.P. Kalra. Velocity and temperature fields in turbulent liquid flow through a vertical concentric annular channel. International Journal of Heat and Mass Transfert, 35 :1455–1467, 1992.
- E.R. Hösler. Flow patterns at high pressure two-phase (steam-water) flow with heat addition. AIChE Symp. Ser., 64(82) :54–66, 1968.
- A. Inoue, T. Kurosu, T. Aoki, T. Mitsutake, and S. Morooka. Void fraction distribution in bwr fuel assembly and evaluation of subchannel code. Journal of Nuclear Science and Technology, 32(7) :629–640, July 1995.
- M. Ishii. One-dimensional drift-flux model and constitutive equations for the relative motion between phases in various two-phase flow regimes. ANL Report - 77-44, 1977.
- W.H. Jens and P.A. Lottes. Analysis of heat transfer burnout, pressure drop, and density data for high pressure water. Technical report, National Laboratories, 1951.
- O.C. Jones and N. Zuber. Use of cylindrical hot-film anemometer for measurement of two-phase void and volume flux profiles in a narrow rectangular channel. AIChE Symp. Series, 74 :191–2004, 1978.
- G. Kandlikar. A theoretical model to predict pool boiling chf incorporating effects of contact angle and orientation. J. of Heat Transfer, 123, 2001.

- Y. Katto. A generalized correlation of critical heat flux for the forced convection boiling in vertical uniformly heated round tubes. Int. J. Heat Mass Transfer, 1, 1978.
- Y. Katto and S. Yokoya. Principal mechanism of boiling crisis in pool boiling. Int. J. Heat Mass Transfer, 11, 1968.
- S.M. Khine, T. Houra, and M. Tagawa. An adaptation compensation technique for the constant-current hot-wire anemometer. Open Journal of Fluid Dynamics, 3 :95–108, 2013.
- L.S.G. Kovasznay. Turbulence in supersonic flow. J. Aero. Sci., 20 :657–682, 1953.
- H. Kramers. Heat transfer from spheres to flowing media. Physica, 12, 1946.
- S. S. Kutateladze. A hydrodynamic theory of changes in a boiling process under free convection. Izvestia Akademia Nauk, S.S.S.R., Otdelenie Tekhnicheskii Nauk, 4, 1951.
- R.T Lahey and F.J. Moody. The Thermal Hydraulics of a Boiling Water Nuclear Reactor. American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois, 1977.
- M. Lance. Contribution à l'étude de la Turbulence dans la Phase Liquide des Ecoulements à bulles. PhD thesis, Ecole Centrale Lyon, 1979.
- J. Laufer. The structure of turbulence in fully developed pipe flow. Tech. rept. NACA-TN-2954, NACA-TR-1174. Nat. Advis. Comm. Aero., 1954.
- T.H. Lee, G.C. Park, and D.J. Lee. Local flow characteristics of subcooled boiling flow of water in a vertical concentric annulus. International Journal of Multiphase Flow, 28 : 1361–1368, 2002.
- J.L. Lemay, A. Benaissa, and R.A. Antonia. Correction of cold-wire response for mean temperature dissipation rate measurements. Experimental Thermal and Fluid Science, 27, 2003.
- S. Levy. Forced convection subcooled boiling - prediction of vapor volumetric fraction. Int. J. Heat Mass Transfer, 10 :951–965, 1967.
- T.J. Liu and S.G. Bankoff. Structure of air-water bubbly flow in a vertical pipe - i. liquid mean velocity and turbulent measurements. Int. J. Heat Mass Transf., 36, 1991.
- Z. Liu and R.H.S. Winterton. A general correlation for saturated and subcooled flow boiling in tubes and annuli, based on nucleate pool boiling equation. International Journal of Heat and Mass Transfer, 34, 1991.
- S. Luther, J. Rensen, T.H. Van den Berg, and D. Lohse. Data analysis for hot film turbulent bubbly flow. Experimental thermal and Fluid Science, 29, 2005.
- W.H. MacAdams. Heat Transmission. Mc Graw-Hill, 1954.
- E. Manon. Contribution à l'analyse et à la modélisation locale des écoulements bouillants sous-saturés dans les conditions des réacteurs à eau sous pression. PhD thesis, École Centrale Paris, 2000.
- M. Montout. Contribution au développement d'une approche prédictive locale de la crise d'ébullition. PhD thesis, Université de Toulouse, 2009.

- M.V. Morkovin. Fluctuations and hot-wire anemometry in compressible flows. Report from Advisory Group for Aerospace Research and Development (North Atlantic Treaty Organisation), 1956.
- M. Ndoye. Anémométrie fil chaud à température variable : application à l'étude d'une couche de mélange anisotherme. PhD thesis, Université de Poitiers, 2008.
- S. Nukiyama. Maximum and minimum values of heat transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. Journal of Japanese Society of Mechanical Engineering, 9, 1934.
- F.K. Owen, C.C. Horstman, and M.I. Kussoy. Mean and fluctuating flow measurements of a fully-developed, non-adiabatic, hypersonic boundary layer. Journal of Fluid Mechanics, 70 :393–413, 1975.
- C.E. Perez and Y.A. Hassan. Ptv experiments of subcooled boiling flow through a vertical rectangular channel. International Journal of Multiphase Flow, 36 :691–706, 2010.
- J.M. Ramiison and J.H. Lienhard. Transition boiling heat transfer and the film transition regime. ASME J. Heat Transfer, 109, 1987.
- W.E. Ranz and W.R. Marshall. Chem. Eng. Prog, 48 :3 :141–146, 1952.
- H. Reichardt. Vollständige darstellung der turbulenten geschwindigkeitsverteilung in glatten leitungen. ZAMM, 31 :208–219, 1951.
- J. Rensen, S. Luther, J. De Vries, and D. Lohse. Hot-film anemometry in bubbly flow i : bubble–probe interaction. International Journal of Multiphase Flow, 31, 2005.
- F. Resch and M. Coantic. Etude sur le fil chaud et le film chaud dans l'eau. La houille Blanche, 2, 1969.
- R.P. Roy, V. Velidandla, S. P. Kalra, and P. Peturaud. Local measurements in the two-phase region of turbulent subcooled boiling flow. ASME Journal of heat Transfer, 116 :660–669, Août 1994.
- R.P. Roy, V. Velidandla, and S.P. Kalra. Velocity field in turbulent subcooled boiling flow. ASME Journal of heat Transfer, 119 :754–766, Novembre 1997.
- R.P. Roy, J. A. Zarate S Kang, and A. Laporta. Subcooled boiling flow - experiments and simulations. ASME Journal of heat Transfer, 124 :73–93, 2002.
- P. Saha and N. Zuber. Point of net vapor generation and void fraction in subcooled boiling. Proc. 5th Int. Heat Transfer Conf., 4 :175–179, 1974.
- Y. Sato and M. Sadatomi. Momentum and heat transfer in two phase bubble flow, I-Theory, II-A comparison between experimental data and theoretical calculations. Int. J. Multiphase Flow, 7 :167–177, 1981.
- A. Serizawa, K. Tsuada, and I. Michiyoshi. Real-time measurements of two-phase turbulence using a dual-sensor anemometry. Springer Berlin Heidelberg, 1984.
- R. Situ, T. Hibiki, D. Sun, Y. Mi, and M. Ishii. Flow structure of subcooled boiling flow in an internally heated annulus. International Journal of Heat and Mass Transfer, 47 : 5361–5364, 2004.

- G.F. Stevens and G.J. Kirby. A quantitative comparison between burnout data for water at 1000 psia and freon-12 at 155 psia. uniformly heated round tubes, vertical up-flow. United Kingdom Atomic Energy Authority, Report number AEEW-R327, 1964.
- M. Tagawa, T. Shimoji, and Y. Ohta. A two-thermocouple technique for estimating thermocouple time constant in flow with combustion : In situ parameter identification of a first-order lag system. Review of Scientific Instruments, 69(9), 1998.
- H. Thoral. A study of the hot wire anemometer for measuring void fraction in two phase flow. Journal of Physics E : Scientific Instruments, 14, 1981.
- H.C. Unal. Maximum bubble diameter, maximum bubble growth time and bubble growth rate during the nucleate flow boiling water up to $17.7\text{m.n.}m^{-2}$. Int. J. Heat mass Transfer, 19 :643–649, 1976.
- E.R. van Driest. On turbulent flow near a wall. J. Aeron. Sci., 1036 :1007–1011, 1956.
- J. Weisman and B.S. Pei. Prediction of chf in flow boiling at low qualities. Int. J. Heat Mass Transfer, 26, 1983.
- D.E. Wroblewski and P.A. Eibeck. A frequency response compensation technique for cold wires and its application to a heat flux probe. Experimental Thermal and Fluid Science, 4, 1991.
- B.J. Yun, , E. B. Uhn, D.J. Bae, and C. H. Song. Experimental investigation of local two-phase flow parameters of a subcooled boiling flow in an annulus. Nuclear Engineering and Design, 240 :3956–3966, 2010.
- Y.Y.Hsu. On the size range of activate nucleate cavities on a heating surface. Journal of Heat and Mass Transfer, 84, 1962.
- D. Zaepffel. Modélisation des écoulements bouillants à bulles polydispersées. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- M.V. Zagarola and A. J. Smits. Mean-flow scaling of turbulent pipe flow. J. Fluid mech., 373, 1998.
- N. Zuber. Hydrodynamics Aspects of Boiling Heat Transfer. PhD thesis, Research Laboratory, Los Angeles ,and Ramo-Wooldridge Corporation, University of California, Los Angeles, C.A., 1959.

Résumé

Ce travail de thèse constitue une contribution à la caractérisation expérimentale et numérique des écoulements diphasiques bouillants convectifs à haute pression rencontrés dans les réacteurs à eau sous pression (REP) ou dans des conditions simulantes.

La première partie de cette étude présente un modèle bi-dimensionnel permettant de décrire le développement d'un écoulement bouillant dans une conduite circulaire (régime à bulles). La modélisation proposée repose sur l'écriture des équations locales stationnaires du mélange homogène fermées à l'aide d'un modèle de relaxation thermodynamique. Une confrontation des résultats avec les données expérimentales issues de la banque de données DEBORA a ensuite montré que malgré les potentialités du modèle, les mécanismes de transport radiaux de l'énergie et du taux de vide étaient encore mal modélisés.

La seconde partie de l'étude traite du développement de la thermo-anémométrie dans une installation expérimentale bouillante (boucle DEBORA/CEA Grenoble), afin de mesurer de manière colocalisée les champs de vitesse et de température liquide ainsi que le taux de vide en écoulement diphasique bouillant. La procédure expérimentale repose sur l'utilisation de sondes anémométriques classiques (sonde à film DANTEC de 70 μm de diamètre, sonde à fil DANTEC de 2.5 μm de diamètre) fonctionnant successivement à différentes surchauffes et pilotées à l'aide d'un anémomètre à courant constant. Des mesures ont d'abord été réalisées en écoulement monophasique chauffant, puis une procédure de discrimination phasique a été développée et a permis de fournir des premières mesures en écoulement bouillant. Ces dernières ont alors été comparées aux résultats du modèle établi dans la première partie.

Abstract

This study is a contribution to the comprehension of high pressure boiling flows relative to PWR.

The first part exposes a two-dimensional unsteady state model able to predict the development of a boiling flow in a circular pipe. The local mixture balanced equations are used with a relaxation model to close the vapor production rate (local homogeneous relaxation model). The results obtained from the comparison with the data bank DEBORA reveal a good qualitative agreement. Nevertheless, the model is currently unable to correctly describe radial transports of turbulence and vapor fraction from the heated wall to the center of the pipe.

The second part deals with the use of hot wire anemometry in experimental loop DEBORA in order to provide radial distributions of mean liquid velocity, mean liquid temperature and void fraction in a boiling flow. Classical hot wire probes are used (DANTEC hot film and hot wire probes) and are driven at different overheats using a constant current anemometer. Some measurements are first performed in single phase heated flows. Then, a phase identification procedure is developed and some boiling flow measurements are obtained and compared with the model.

