



Université
de Toulouse

THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par :

Institut National Polytechnique de Toulouse (INP Toulouse)

Discipline ou spécialité :

Energétique et Transferts

Présentée et soutenue par :

M. NICOLAS BAUDIN

le lundi 26 octobre 2015

Titre :

ÉTUDE EXPERIMENTALE ET MODELISATION DE L'EBULLITION
TRANSITOIRE

Ecole doctorale :

Mécanique, Energétique, Génie civil, Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :

Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (I.M.F.T.)

Directeur(s) de Thèse :

MME CATHERINE COLIN MOLL

M. JULIEN SEBILLEAU

Rapporteurs :

M. ANTHONY ROBINSON, DUBLIN CITY UNIVERSITY IRLAND

M. JOHN R. THOME, ECOLE POLYTECHNIQUE FEDERALE DE LAUSANNE

Membre(s) du jury :

M. HERVE LEMONNIER, CEA GRENOBLE, Président

M. JULIEN SEBILLEAU, INP TOULOUSE, Membre

Mme CATHERINE COLIN MOLL, INP TOULOUSE, Membre

M. PIERRE RUYER, IRSN ST PAUL LES DURANCE, Membre

Résumé

Suite à un défaut de contrôle de la réaction nucléaire, un accident d'insertion de réactivité (RIA) peut survenir dans une centrale. Un pic de puissance se produit alors dans certains crayons de combustible, suffisamment important pour entraîner l'ébullition en film du réfrigérant qui les entoure. Ceci provoque la chute du refroidissement des crayons et donc une rapide et importante augmentation de la température de la gaine qui les entoure. L'évaluation du risque de rupture de la gaine est un sujet d'étude de l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire.

Ces échanges de chaleur transitoires ne sont toujours pas compris et modélisés. Pour comprendre ces phénomènes, une boucle expérimentale a été construite à l'Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse. Du HFE7000 circule de bas en haut dans une section d'essais verticale de géométrie semi-annulaire. Le demi-cylindre intérieur est une feuille de métal chauffée par effet Joule. Sa température est mesurée par une caméra infrarouge, couplée avec une caméra rapide pour la visualisation de l'écoulement.

La courbe d'ébullition entière est étudiée en régimes stationnaire et transitoire : convection, déclenchement de l'ébullition, ébullition nucléée, passage en film, ébullition en film et remouillage. Les régimes stationnaires sont bien modélisés par des corrélations de la littérature. Différents modèles sont proposés pour représenter les transferts de chaleur transitoires : l'évolution de la convection et de l'ébullition nucléée se font de manière auto similaire pendant un palier de puissance. Ce constat permet de modéliser des évolutions plus compliquées telles des rampes de température. Le modèle de Hsu instationnaire prédit bien le déclenchement de l'ébullition. Pour des créneaux de puissance, le passage en film se fait à une température constante et le flux critique augmente avec la puissance, tandis que pour des rampes de puissance la température augmente mais le flux critique diminue avec l'augmentation de la puissance. Quand la paroi est chauffée, les flux de chaleur en ébullition en film sont beaucoup plus importants qu'en stationnaire mais ce régime est encore mal compris. Le refroidissement en ébullition en film et le remouillage sont bien caractérisés par un modèle à deux fluides.

Mots-clés

Transferts de chaleur transitoires, Convection, Ébullition nucléée, Ébullition en film, Thermographie infrarouge

Abstract

A failure in the control system of the power of a nuclear reactor can lead to a Reactivity Initiated Accident in a nuclear power plant. Then, a power peak occurs in some fuel rods, high enough to lead to the coolant film boiling. It leads to an important increase of the temperature of the rod. The possible risk of the clad's failure is a matter of interest for the Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire.

The transient boiling heat transfer is not yet understood and modelled. An experimental set-up has been built at the Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse (IMFT). Subcooled HFE-7000 flows vertically upward in a semi annulus test section. The inner half cylinder simulates the clad and is made of a stainless steel foil, heated by Joule effect. Its temperature is measured by an infrared camera, coupled with a high speed camera for the visualization of the flow topology.

The whole boiling curve is studied in steady state and transient regimes : convection, onset of boiling, nucleate boiling, critical heat flux, film boiling and rewetting. The steady state heat transfers are well modelled by literature correlations. Models are suggested for the transient heat flux : the convection and nucleate boiling evolutions are self-similar during a power step. This observation allows to model more complex evolutions, as temperature ramps. The transient Hsu model well represents the onset of nucleate boiling. When the intensity of the power step increases, the film boiling begins at the same temperature but with an increasing heat flux. For power ramps, the critical heat flux decreases while the corresponding temperature increases with the heating rate. When the wall is heated, the film boiling heat transfer is higher than in steady state but it is not understood. A two-fluid model well simulates the cooling film boiling and the rewetting.

Keywords

Transient heat transfer, Convection, Nucleate boiling, Film boiling, Infrared thermography

Remerciements

Ces trois années se sont très bien passées en grande partie grâce à mes encadrants, Catherine, Julien et Pierre. Je tiens à les remercier pour leur soutien, les nombreuses discussions intéressantes... Ce sont en plus des personnes très sympathiques avec qui j'espère continuer à interagir.

Je remercie John Thome, Hervé Lemonnier et Tony Robinson d'avoir accepté de lire mes travaux et participé à mon jury de thèse. Leurs remarques et questions étaient très intéressantes.

Merci à Tony de m'avoir permis de venir à Dublin faire un postdoc avec Tim et lui.

Merci à l'IRSN, qui n'a pas été qu'une source de financement. J'ai apprécié les interactions que j'ai pu avoir avec les personnes y travaillant.

L'IMFT est un labo où j'ai aimé être. Merci à Pierre et Laurent que j'apprécie beaucoup et qui m'ont fait découvrir la recherche. Les services présents à l'IMFT sont une force de ce labo, et je remercie toutes ces personnes qui m'ont aidé. Un grand merci notamment à l'Atelier et à Signaux et Images pour l'aide aux manips et leur soutien. J'ai rencontré beaucoup de gens sympathiques pendant les presque 4 ans que j'ai passé à l'IMFT.

Merci au groupe Interface qui m'a accueilli, où il y a une bonne ambiance, et il y fait bon de travailler et d'y "vivre". Un grand merci à Greg pour l'aide aux manips, son soutien, sa bonne humeur... Merci à Marie-Hélène pour toute l'aide administrative.

Merci à tous les potes : du Lot, de la fac, du labo, de l'IRSN, des doctoriales, des voyages... tout le monde quoi ! Petite mention pour Marc, Coloc de ces 3 ans, et pour Jeanlou, Mathieu, Blaise, Toto et Momo, Thésards de ces 3 ans.

Merci à mes parents, qui m'ont toujours soutenu et été là pour moi.

Table des matières

Introduction	13
1 Transferts thermiques entre une paroi chauffée et un liquide	17
1.1 Généralités	17
1.1.1 Régime stationnaire	17
1.1.2 Régime transitoire : accident R.I.A	19
1.2 Revue détaillée des différents régimes de transfert de chaleur	22
1.2.1 Convection forcée	22
1.2.2 Déclenchement de l'ébullition	27
1.2.3 Ébullition nucléée convective	37
1.2.4 Passage en ébullition en film	43
1.2.5 Ébullition en film	47
1.2.6 Remouillage	51
1.3 Conclusion	55
2 Dispositif expérimental	57
2.1 Introduction	57
2.2 Section d'essais	59
2.2.1 Géométrie	59
2.2.2 Réfrigérant	60
2.2.3 Chauffage du demi-cylindre intérieur	60
2.2.4 Circuit hydraulique	62
2.3 Écoulement dans la section d'essai	63
2.3.1 Revue bibliographique des écoulements en section annulaire et partiellement annulaire	63
2.3.2 Mesures expérimentales par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV)	66
2.3.3 Simulations numériques avec StarCCM+ : détails et validation	67

2.3.4	Résultats	70
2.4	Mesures	79
2.4.1	Thermographie infrarouge	79
2.4.2	Température de paroi T_w et flux de chaleur ϕ_w	82
2.4.3	Incertitudes de mesure	85
2.4.4	Visualisations par camera rapide	88
2.5	Conclusion	88
3	Protocoles expérimentaux	91
3.1	Introduction	91
3.2	Puissance générée imposée	92
3.2.1	Essai "stationnaire"	93
3.2.2	Essai faiblement transitoire	94
3.2.3	Essai fortement transitoire	94
3.3	Température de paroi imposée	98
3.4	Conclusion et paramètres expérimentaux	98
4	Résultats et modélisation	101
4.1	Introduction	101
4.2	Convection forcée	101
4.2.1	Simulations StarCCM+	101
4.2.2	Convection stationnaire	104
4.2.3	Convection transitoire	108
4.2.4	Conclusion	118
4.3	Déclenchement de l'ébullition	119
4.3.1	Mouillabilité et cavités de la paroi	119
4.3.2	Détection du déclenchement de l'ébullition	121
4.3.3	Résultats	122
4.3.4	Conclusion	127
4.4	Ébullition nucléée convective	130
4.4.1	Ébullition nucléée convective stationnaire	130
4.4.2	Ébullition nucléée transitoire entre paliers d'ébullition stationnaire	135
4.4.3	Ébullition nucléée transitoire pendant un fort créneau de puissance	141
4.4.4	Ébullition nucléée transitoire pendant une rampe de température imposée par un PID	147
4.4.5	Interprétation des résultats d'Auracher	151

4.4.6	Conclusion	152
4.5	Passage en ébullition en film	153
4.5.1	Essais de type créneau de puissance	154
4.5.2	Essais de type rampe de puissance	156
4.5.3	Conclusion	157
4.6	Ébullition en film	158
4.6.1	Ébullition en film sur une paroi chauffée	160
4.6.2	Ébullition en film sur une paroi qui se refroidit	160
4.6.3	Conclusion	165
4.7	Remouillage	165
4.7.1	Résultats	165
4.7.2	Simulation du remouillage avec le modèle à deux fluides	167
4.7.3	Conclusion	168
4.8	Conclusion	169
	Conclusion	171
	Liste des symboles	176
	A Croissance et détachement d’une bulle sur une paroi chauffée	183
	B Détail des différentes simulations faites avec Starccm+	189
B.0.1	Maillage semi-annulaire	189
B.0.2	Simulations Starccm+, sans chauffage, d’un écoulement de R113 dans une section annulaire	189
B.0.3	Simulations Starccm+, avec chauffage, d’un écoulement de R113 dans une section annulaire	191
B.0.4	Simulations Starccm+, sans chauffage, d’un écoulement d’eau dans une section semi-annulaire	193
B.0.5	Simulations Starccm+, sans chauffage, d’un écoulement de HFE7000 dans une section semi-annulaire	194
B.0.6	Simulations Starccm+, avec chauffage, d’un écoulement de HFE7000 dans une section semi-annulaire	195
B.0.7	Simulations Starccm+ transitoire, avec chauffage par effet Joule, d’un écoulement de HFE7000 dans une section semi-annulaire	196
	Références	198

Introduction

En France, l'électricité provient majoritairement de l'énergie nucléaire (78% de la production totale) : cinquante-huit réacteurs nucléaires à eau pressurisée (REP) sont en activité. Ces réacteurs sont composés de trois circuits hydrauliques : un circuit primaire où l'énergie nucléaire est convertie en chaleur, un circuit secondaire qui convertit la chaleur en énergie mécanique puis électrique et un circuit tertiaire qui évacue la chaleur restante. Ces différents circuits sont indépendants, séparés par des barrières physiques, pour éviter d'éventuelles contaminations vers l'environnement extérieur. Il y a aussi la première barrière de confinement : la gaine qui entoure les crayons de combustible nucléaire dans le cœur du réacteur. Si cette paroi vient à casser, des éléments radioactifs peuvent être libérés dans le circuit primaire et la première barrière de protection est rompue. Ainsi, l'étude de l'intégrité de cette gaine est importante pour la sûreté nucléaire.

La réaction nucléaire est en partie contrôlée par des barres de commande glissées entre les crayons de combustible. Suite à une rupture et à une dépressurisation du mécanisme de maintien, des barres de commande peuvent être éjectées. Cette hypothétique avarie est considérée comme le précurseur d'un accident d'insertion de réactivité (RIA : Reactivity Initiated Accident) caractérisé par un important pic de puissance dans certains crayons de combustible. Le flux de chaleur transféré vers le réfrigérant liquide peut être tel qu'un film de vapeur se forme, isolant momentanément le crayon du liquide. La température de la gaine du crayon s'élève alors fortement entraînant le risque de sa rupture. La caractérisation des transferts de chaleur pendant ce type d'accident est donc un des enjeux dans l'évaluation de la sûreté nucléaire afin de déterminer ce risque.

Les puissances générées dans les crayons de combustible pendant ce genre d'accident sont très importantes, ce qui engendre des flux entre la paroi et le fluide de l'ordre de 10 MW/m^2 et des variations de température de la gaine autour de 1000 K/s . Les phénomènes rencontrés sont donc fortement transitoires et il a été observé que les transferts de chaleur en évolution transitoire diffèrent du régime permanent, ce qui nécessite une caractérisation et une modélisation particulière pour les estimer.

Des études menées par la Japan Atomic Energy Agency (programme NSSR) et par le Commissariat à l'Énergie Atomique (programme PATRICIA) ont eu pour but de reproduire de tels transitoires pour les comprendre et les modéliser. Cependant, ces expériences ont été réalisées dans des conditions contraignantes : en réacteur nucléaire pour le programme NSSR, et à haute pression et haute température pour les expériences PATRICIA. Les difficultés techniques rencontrées ont introduit de grandes incertitudes de mesure, et seules des observations phénoménologiques et quelques corrélations ont été obtenues. Des expériences en laboratoire, plus simples et avec une instrumentation plus précise, n'ont également apporté que des tendances, et non des mécanismes physiques pour expliquer les transferts de chaleur transitoires. Elles ne reproduisaient qu'une partie des phénomènes ou sur des géométries éloignées du cas réacteur. La modélisation de ces phénomènes est toujours manquante et il ne peut donc y avoir d'estimation précise du risque de rupture des gaines pendant un accident type RIA.

L'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire (IRSN) a souhaité faire des recherches plus académiques sur le phénomène. Une première thèse (Visentini [66]) a donc été financée pour mettre en place un dispositif expérimental permettant d'étudier les transferts de chaleur en ébullition transitoire avec des mesures suffisamment précises pour caractériser le phénomène. Des premières interprétations en sont sorties, ce qui a motivé l'IRSN à financer une deuxième thèse pour continuer d'exploiter la boucle expérimentale et en déduire des modèles de transfert de chaleur transitoire.

Ce mémoire commence par un état de l'art des différents types de transfert thermique entre une paroi et un liquide rencontrés dans les expériences : convection, ébullition nucléée, ébullition en film, ainsi que les transitions entre chacun de ces régimes : déclenchement de l'ébullition nucléée, passage en film et remouillage. Les corrélations et modèles de la littérature sont présentés pour chaque régime, d'abord en condition stationnaire et ensuite pour des évolutions transitoires.

Le dispositif expérimental est ensuite présenté. La représentativité de l'expérience par rapport au modèle d'un crayon de combustible est discutée pour les différentes caractéristiques du système : géométrie, réfrigérant, puissance générée... En particulier, une étude par vélocimétrie par imagerie de particules (PIV : Particle Image Velocimetry) permet de comparer l'écoulement de la section d'essais à l'écoulement modèle autour d'un barreau de combustible. Les techniques de mesure, thermographie et ombroscopie, sont présentées dans ce chapitre, suivies du calcul des grandeurs d'intérêt qui en découlent : la température et le flux de chaleur pariétaux.

Le troisième chapitre est consacré aux protocoles expérimentaux et à la descrip-

tion générale des différents essais effectués : essais stationnaires, faiblement transitoires et fortement transitoires avec passage en ébullition en film. Pour chaque type d'essai, les courbes d'évolution de la température de paroi et les courbes d'ébullition sont détaillées, avec les régimes de transfert de chaleur rencontrés ainsi que les transitions entre chaque régime. Les différents paramètres expérimentaux caractéristiques de l'écoulement (débit, sous-refroidissement...) et de la chauffe (puissance générée, taux de chauffe...) sont finalement donnés.

Les résultats obtenus à partir de ces différents essais sont finalement discutés, avec une comparaison aux corrélations et modèles de la littérature. Ce chapitre 4 est divisé en sous-chapitres correspondant aux différents types de transfert de chaleur et aux transitions entre chacun de ces régimes. Dans chaque sous-chapitre, les résultats en régime stationnaire sont d'abord comparés à la littérature, ce qui fournit une validation des mesures expérimentales ainsi qu'une référence pour étudier les évolutions transitoires. Les résultats transitoires sont donc ensuite présentés, pour lesquels nous proposons des modélisations que nous nous efforçons de valider en les appliquant aux quelques données de la littérature quand c'est possible.

Une synthèse des différents résultats et des modèles proposés, avec des perspectives pour la poursuite de ce travail, conclut ce manuscrit.

Chapitre 1

Transferts thermiques entre une paroi chauffée et un liquide

1.1 Généralités

L'objectif de cette étude est de comprendre les échanges de chaleur pendant un accident de type RIA. Du fait de la puissance dégagée dans les barreaux de combustible et des hautes températures atteintes à la surface de la gaine, un large panel des régimes d'échange thermique est rencontré : convection, ébullition nucléée, ébullition en film... Ces différents types de transfert sont d'abord décrits qualitativement en régime stationnaire puis pendant un transitoire de température ou de flux pariétaux imposés. Ils sont ensuite détaillés grâce à une revue des différentes corrélations et des différents résultats de la littérature.

1.1.1 Régime stationnaire

Les premiers travaux caractérisant l'ensemble des échanges thermiques entre une paroi chauffée et un fluide viennent de Nukiyama [44], à partir d'un fil chauffé par effet Joule plongé dans un bain d'eau à saturation. Le flux de chaleur ϕ_w transféré au fluide et la température du fil T_w sont déduits de la tension et du courant mesurés aux bornes du fil. L'expérience consiste à chauffer progressivement le fil et à tracer la courbe d'ébullition (fig 1.1) donnant le flux de chaleur de la paroi au fluide en fonction de la surchauffe de la paroi par rapport à la température de saturation du bain $T_w - T_{sat}$.

La courbe d'ébullition a deux allures différentes suivant que l'on impose la température ou le flux de chaleur à la paroi. Quand le fil est chauffé avec un flux de chaleur imposé :

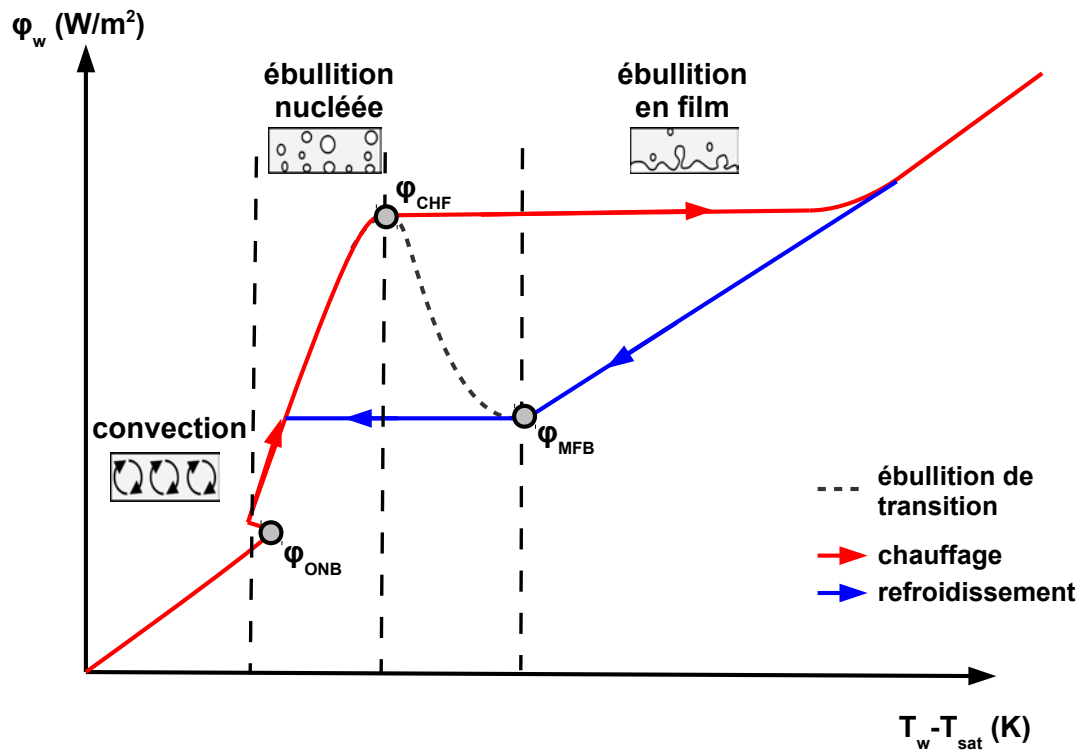


FIGURE 1.1 – Courbe de Nukiyama et régimes de transfert de chaleur

- La température de paroi T_w va d'abord augmenter avec le flux de chaleur ϕ_w par transfert de chaleur convectif
- Quand le flux de déclenchement de l'ébullition nucléée ϕ_{ONB} (ONB : Onset of Nucleate Boiling) est dépassé, l'ébullition nucléée commence. Le changement de phase demandant beaucoup d'énergie, le transfert de chaleur est très efficace pendant cette phase et ne nécessite pas une grande augmentation de température de paroi pour transmettre des flux très importants. Au fur et à mesure que le flux de chaleur imposé augmente, les bulles vont grossir et coalescer en colonnes ou poches de vapeur.
- Passé un flux maximal, dit critique ϕ_{CHF} (CHF : Critical Heat Flux), ces poches de vapeur vont être tellement importantes qu'elles vont gêner le remouillage de la paroi par le fluide. On observe alors une transition directe vers l'ébullition

en film, avec une augmentation brutale de la température. En effet, une couche de vapeur isole alors la paroi du fluide, entraînant une chute du coefficient de transfert thermique et une augmentation importante de la température pour de faibles variations de flux. Cette hausse de température mène souvent à la casse de la paroi chauffée.

La courbe d'ébullition comporte une hystérésis entre le chauffage et et le refroidissement du fil. L'ébullition en film reste stable quand le flux de chaleur passe en dessous du flux critique ϕ_{CHF} . Ce n'est que lorsque le flux devient inférieur au flux minimum d'ébullition en film ϕ_{MFB} (MFB : Minimum Film Boiling) que le liquide va remouiller la paroi. Le système va alors passer de l'ébullition en film à l'ébullition nucléée, entraînant une chute brutale de la température associée à la trempe de la paroi.

Si le fil est chauffé à température imposée :

- La courbe d'ébullition de la convection au flux critique est pratiquement identique à celle obtenue à flux imposé.
- Passé le flux critique ϕ_{CHF} les poches de vapeur vont gêner le remouillage de la paroi par le fluide mais la température de paroi n'est pas suffisamment importante pour l'existence d'ébullition en film stable. On observe alors une ébullition de transition pendant laquelle les transferts de chaleurs se dégradent en augmentant la température de paroi.
- Le flux va diminuer jusqu'au flux minimum ϕ_{MFB} à partir duquel le liquide ne remouille plus la paroi, qui devient isolée par un film de vapeur. Le flux réaugmente ensuite avec la température pendant l'ébullition en film.

Ces différents régimes sont bien compris et modélisés de nos jours et seront présentés plus en détail dans la deuxième partie du chapitre.

1.1.2 Régime transitoire : accident R.I.A

Lors d'un accident de type RIA la température de la gaine du combustible peut atteindre des taux de chauffe de plusieurs milliers de Kelvin par seconde : l'évolution du système est très rapide et aucun régime de transfert de chaleur ne s'établit lors de cette phase. On observe néanmoins plusieurs transitions entre des types de transferts différents. Pour comprendre ces phénomènes transitoires, des tests ont été faits sur des géométries modèles du cas réacteur : un écoulement annulaire autour d'un cylindre chauffant. Les premières expériences ont été faites par l'institut japonais de recherche atomique (JAERI) avec les essais NSRR [10]. Des transitoires de puissance

nucléaire sous la forme d'un pic intense ont été imposés à des tronçons de combustible utilisé dans les cœurs de réacteur à eau légère. Ces tronçons de combustible étaient plongés dans de l'eau stagnante, à pression atmosphérique et température ambiante. Ces expériences ont permis d'atteindre des taux de chauffe de la paroi du crayon d'environ 10000 K/s. Les tronçons étaient instrumentés de thermocouples à l'intérieur de la paroi chauffée, et la température de paroi en contact avec le liquide en a été déduite à partir d'une méthode inverse. La puissance nucléaire étant connue, l'intensité instantanée du flux de chaleur a pu être déduite et tracée en fonction de la température de paroi. La figure 1.2 montre la comparaison entre une courbe d'ébullition stationnaire et une courbe transitoire obtenue lors de ces essais. On retrouve les différents régimes de transfert de chaleur caractéristiques de l'ébullition stationnaire pendant le test transitoire, mais avec des transferts de chaleur paroi-fluide beaucoup plus importants. L'utilisation de thermocouples ne permet pas de suivre avec précision l'évolution de la température et donc induit de grandes incertitudes sur la mesure des flux. De plus, ces essais ont été réalisés dans des conditions thermohydrauliques non représentatives des cœur des réacteurs de puissance à eau légère (réacteur à eau bouillante (REB) ou pressurisée (REP)) dont les conditions sont données dans la table 1.1.

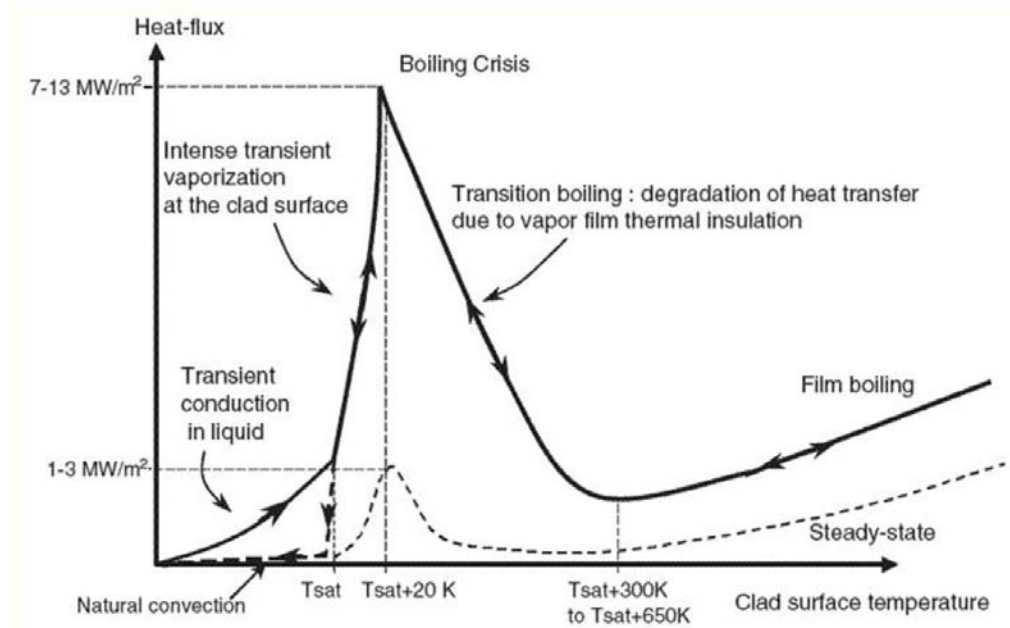


FIGURE 1.2 – Courbe d'ébullition stationnaire (pointillés) comparée à une courbe d'ébullition transitoire obtenue lors des essais NSRR (JAERI) Bessiron et coll. [10]

Les essais PATRICIA [7] ont été réalisés en France, sur une géométrie constituée d'un tube métallique chauffé par effet Joule et plongé dans un écoulement annulaire. Les conditions thermohydrauliques d'un réacteur à eau pressurisée (REP, les réacteurs exploités en France) ont été reproduites, c-à-d avec un écoulement d'eau à 155 bar, 300 °C et environ 4 m/s. Les taux de chauffes obtenus sont plus faibles, jusqu'à 3000 K/s, mais les mêmes tendances ont été observées. Les excursions dans les domaines de haute température ont cependant été restreintes et permettent peu d'étudier l'ébullition en film. La mesure des températures et des flux de chaleur à partir de thermocouples à l'extérieur de la paroi et d'une méthode de calcul de conduction inverse ont également introduit des incertitudes sur ces mesures. Des essais ont également été faits pour des conditions thermohydrauliques similaires aux expériences NSRR. Une description détaillée des expériences PATRICIA peut être trouvée dans [45] et une analyse critique de ces essais peut être trouvée dans [9].

Pour les deux campagnes d'essais (NSRR et PATRICIA), les mesures ont été faites dans des environnements contraignants : en réacteur nucléaires pour les essais NSRR, et à haute température et haute pression pour les essais PATRICIA. L'instrumentation a donc été difficile et assez imprécise. Des tendances ont pu être relevées mais les grandes incertitudes de mesure n'ont pas pu aboutir à une compréhension fine des phénomènes transitoires. Il n'a donc pas été possible d'en déduire une modélisation des transferts de chaleur à même de décrire précisément les différentes situations d'accident RIA qui peuvent s'éloigner des situations reproduites lors des campagnes d'essais. Des études plus académiques ont également été réalisées et seront présentées à la suite de chaque régime stationnaire dans la partie qui suit.

	REB	REP	Essais NSRR	Essais PATRICIA
P (bar)	75	155	1	150 ou 1
T (°C)	285	300	20	280 ou 20
U_m (m/s)	0	4	0	4 ou 0

TABLE 1.1 – Conditions thermohydrauliques dans les réacteurs à eau bouillante et eau pressurisée, ainsi que pour les essais NSRR et PATRICIA

1.2 Revue détaillée des différents régimes de transfert de chaleur

Les différents types d'échange thermique existant, brièvement rappelés auparavant, sont maintenant détaillés. Ces transferts dépendent fortement de l'écoulement dans la conduite utilisée. L'écoulement au sein d'un faisceau de barreaux dans un réacteur est souvent représenté par un écoulement modèle de section de passage annulaire avec le cylindre intérieur, représentant le barreau de combustible nucléaire, chauffé. Cependant, pour des raisons techniques, la géométrie choisie pour l'expérience utilisée pendant la thèse est celle d'un canal de section semi-annulaire, avec le demi-cylindre intérieur chauffé par effet Joule. L'écoulement caractéristique est pleinement turbulent et développé et on se limitera donc à l'étude des transferts de chaleur pour ce type d'écoulement. Ce chapitre traitant uniquement des échanges thermiques, l'étude de l'écoulement est abordée au deuxième chapitre portant sur le dispositif expérimental, à la section 2.3.

1.2.1 Convection forcée

Régime stationnaire

Les transferts thermiques entre une paroi et un fluide sont souvent caractérisés par le nombre de Nusselt Nu , dont la définition utilisée dans ce qui suit est :

$$Nu = \frac{\phi_w D_h}{\lambda_l (T_w - T_b)} \quad (1.1)$$

Ce nombre compare le flux de chaleur paroi-fluide au flux conductif équivalent. ϕ_w , D_h , λ_l , T_w et T_b correspondent respectivement au flux de chaleur pariétal, au diamètre hydraulique, à la conductivité thermique du liquide, à la température de paroi et à la température du fluide loin de la paroi. Les propriétés physiques du fluide sont prises à la température du cœur de la conduite. Le diamètre hydraulique est calculé à partir de la surface section S et du périmètre mouillé P :

$$D_h = \frac{4S}{P} \quad (1.2)$$

Le théorème de Vaschy-Buckingham permet de montrer que dans le cas de la convection, le nombre de Nusselt ne dépend que du nombre de Reynolds $Re = \frac{u_m D_h}{\nu_l}$ et du nombre de Prandtl $Pr = \frac{\nu_l}{\alpha_l}$. u_m , ν_l et α_l correspondent respectivement à la vitesse

moyenne du fluide, à la viscosité cinématique du fluide et à la diffusivité thermique du fluide.

Une des expressions les plus utilisées a été obtenue par Dittus-Boelter (Incropera et DeWitt [27] p. 459) :

$$Nu_{DB} = 0.023 Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (1.3)$$

Bien qu'utilisable dans de nombreux cas, elle est à l'origine obtenue pour un écoulement turbulent établi thermiquement et dynamiquement dans une conduite cylindrique chauffée.

Il n'y a pas eu d'études de la convection en géométrie semi-annulaire à notre connaissance, c'est pourquoi nous nous sommes intéressés à la géométrie annulaire, assez proche, pour laquelle plus d'études ont été faites. Kang et coll. [31] ont réalisé des expériences pour caractériser la convection stationnaire d'un écoulement ascendant de réfrigérant R-113 dans une conduite annulaire chauffée intérieurement. Ils ont mesuré les profils de vitesse par vélocimétrie laser Doppler et les profils de température avec des fils chauds. Hassan et coll. [20] ont repris les expériences et ont déduit une corrélation pour le nombre de Nusselt :

$$Nu_H = 0.0106 Re^{0.88} Pr^{0.4} \quad (1.4)$$

Cette corrélation est à la fois intéressante parce qu'obtenue pour une géométrie proche de notre expérience, mais aussi parce qu'elle est établie pour un réfrigérant. Comme il sera expliqué plus tard, nous utilisons également un réfrigérant et il est connu que les coefficients des corrélations en convection dépendent de la nature du fluide utilisé (Incropera et DeWitt [27]).

Conduction transitoire

Avant de s'intéresser à la convection transitoire, nous rappelons le problème de conduction instationnaire 1D dans un liquide de température $T_l(x, t)$ en contact avec une paroi chauffée par effet Joule par un échelon de puissance ϕ_{gen} d'un côté ($x = 0$), et avec une paroi adiabatique de l'autre côté ($x = L$). x correspond à la position dans le milieu chauffé, par rapport à la paroi. La paroi chauffée est caractérisée par son épaisseur e_w , sa masse volumique ρ_w et sa capacité calorifique $C_{p,w}$. On considère une paroi suffisamment fine pour que sa température soit homogène dans son épaisseur. L'équation de la chaleur dans le liquide s'écrit :

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} = \alpha_l \frac{\partial^2 T_l}{\partial x^2} \quad (1.5)$$

Les conditions aux limites et initiale de ce problème s'écrivent :

$$T_w(t) = T_l(x = 0, t) \quad (1.6)$$

$$-\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial x}(x = 0, t) = \phi_{gen} - \rho_w C_{p,w} \frac{dT_w}{dt} e_w \quad (1.7)$$

$$-\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0 \quad (1.8)$$

$$T_l(x, t = 0) = T_w(t = 0) \quad (1.9)$$

Une solution analytique a été calculée par Carslaw et Jaeger ([13] p. 128) :

$$T_l(x, t) - T_l(x, 0) = \Delta T^* \left[\frac{1}{1 + \gamma} \left(t^* + \frac{1}{2} - \frac{3 + \gamma}{6(1 + \gamma)} \right) - 2\gamma \sum_0^\infty \frac{e^{-\beta_n^2 t^*} \cos(\beta_n [1 - \frac{x}{L}])}{\cos(\beta_n) \beta_n^2 (\beta_n^2 + \gamma^2 + \gamma)} \right] \quad (1.10)$$

avec :

$$t^* = \frac{\alpha_l}{L^2} t \quad (1.11)$$

$$\Delta T^* = \frac{\phi_{gen} L^2}{\alpha_l H} \quad (1.12)$$

$$H = \rho_w C_{p,w} e_w \quad (1.13)$$

$$\gamma = \frac{\rho_l C_{p,l} L}{H} \quad (1.14)$$

$$\beta_n \cos(\beta_n) = -\gamma \quad (1.15)$$

Cette solution est proportionnelle à une différence de température caractéristique ΔT^* correspondant à l'élévation de température à un taux de chauffe ϕ_{gen}/H pendant un temps de diffusion L^2/α_l . L'évolution de la température se fait sur un temps caractéristique égal au temps de diffusion L^2/α_l .

La température de paroi en $x = 0$ s'écrit :

$$T_w(t) - T_w(0) = \Delta T^* \left[\frac{1}{1 + \gamma} \left(t^* + \frac{1}{2} - \frac{3 + \gamma}{6(1 + \gamma)} \right) - 2\gamma \sum_0^\infty \frac{e^{-\beta_n^2 t^*}}{\beta_n^2 (\beta_n^2 + \gamma^2 + \gamma)} \right] \quad (1.16)$$

$$\xrightarrow[t^* \rightarrow +\infty]{} \frac{\Delta T^*}{1 + \gamma} t^* \quad (1.17)$$

Cette solution théorique va permettre de comparer l'importance de la convection par rapport à la conduction transitoire. Il est intéressant de remarquer que même si la température de paroi augmentera toujours, son évolution tend à être linéaire (Eq. 1.17). Le flux de chaleur à la paroi converge vers une valeur stationnaire :

$$\phi_w(t \rightarrow \infty) = \phi_{gen} \frac{\rho_l C_{p,l} L}{\rho_l C_{p,l} L + \rho_w C_{p,w} e_w} \quad (1.18)$$

qui correspond au flux total généré ϕ_{gen} pondéré par la fraction de masse thermique du liquide par rapport à la masse thermique totale.

Convection transitoire

La convection turbulente dans une conduite cylindrique chauffée par effet Joule a été étudiée par Hiroshi et Kawamura [23]. Ils ont observé que le coefficient de transfert thermique transitoire $h_{trans} = \frac{\phi_w}{T_w - T_b}$ s'exprimait en fonction du coefficient de transfert stationnaire h_{stat} , d'un temps sans dimension

$$Z = \frac{h_{stat}^2}{4\lambda_l \rho_l C_{p,l}} t \quad (1.19)$$

et d'une capacité thermique de la paroi chauffée sans dimension

$$\beta = \frac{h_{stat} H}{\lambda_l \rho_l C_{p,l}} \quad (1.20)$$

Ils ont observé une nette variation en fonction de Z , mais une plus faible dépendance en fonction de β . Ces deux nombres sans dimension permettent d'en définir un autre, basé sur le rapport de Z et β :

$$Z^* = \frac{Z}{\beta} = \frac{h_{stat}}{4H} t = \frac{\phi_{gen}}{H} \frac{t}{4(T_{w,stat} - T_b)} \quad (1.21)$$

Par ce nombre, l'évolution de la convection transitoire est caractérisée par le temps pour obtenir l'écart de température paroi-fluide stationnaire $T_{w,stat} - T_b$ à un taux de chauffe ϕ_{gen}/H .

Hiroshi et Kawamura ont observé que le rapport h_{trans}/h_{stat} était toujours supérieur à 1 quand la paroi était chauffée et ont modélisé l'évolution de ce rapport avec Z et β pour un créneau de puissance imposée :

$$\frac{h_{trans}}{h_{stat}} = \frac{Q(Z, \beta)}{\Theta(Z, \beta)} \quad (1.22)$$

$$\begin{aligned} \Theta &= \frac{1 + (1 - \beta)^2}{2(1 - \beta)^2} \operatorname{erf} \sqrt{Z} + \frac{\beta(\beta - 2)}{2(1 - \beta)^2} \left(1 - e^{-Z} e^{Z'} \operatorname{erfc} \sqrt{Z'}\right) \\ &+ \frac{1}{1 - \beta} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{Z} e^{-Z} \left(1 - \sqrt{\pi} \sqrt{Z} e^Z \operatorname{erfc} \sqrt{Z}\right) \end{aligned} \quad (1.23)$$

$$Q = \frac{2 - \beta}{2(1 - \beta)} \left(1 - e^{-Z} e^{Z'} \operatorname{erfc} \sqrt{Z'}\right) - \frac{\beta}{2(1 - \beta)} \operatorname{erf} \sqrt{Z} \quad (1.24)$$

avec $Z' = (2/\beta - 1)^2 Z$

pour $\beta \neq 1, \beta \neq 0$

En considérant la conduction dans la paroi chauffée et en considérant le modèle de $\frac{h_{trans}}{h_{stat}}$ comme condition limite, ils ont estimé l'évolution de la température de paroi. Cette estimation est en bon accord avec leurs mesures expérimentales. En considérant un coefficient de transfert constant ils ont également obtenu une solution quasi-stationnaire qui devient une bonne approximation pour de grands nombres de Reynolds.

Hiroshi et Kawamura ont également fait des expériences de convection transitoire avec un flux de chaleur non nul comme condition initiale. Ainsi, une couche limite thermique existe déjà au début de l'expérience et le rapport des coefficients de transfert thermique est défini et vaut 1. Ce rapport va commencer par augmenter jusqu'à un maximum dépendant du rapport des flux initial et final imposés, puis diminuer jusqu'à 1 : les situations initiale et finale correspondent à des états où la couche limite thermique est établie et stationnaire. L'évolution de $\frac{h_{trans}}{h_{stat}}$ dans ces cas là s'écrit :

$$\frac{h_{trans}}{h_{stat}} = \frac{Q(Z, \beta) + \frac{\phi_{gen, 0}}{\phi_{gen, 1}}[1 - Q(Z, \beta)]}{\Theta(Z, \beta) + \frac{\phi_{gen, 0}}{\phi_{gen, 1}}[1 - \Theta(Z, \beta)]} \quad (1.25)$$

Lorsque la température au sein d'une paroi fine est homogène dans son épaisseur e_w , il est aisé de calculer, avec quelques hypothèses supplémentaires, une solution quasi-stationnaire 1D. La paroi est chauffée par effet Joule avec un flux généré ϕ_{gen} et on suppose que sa surface est adiabatique d'un côté, et transfère un flux de chaleur de la forme $\phi_w = h_{stat}(T_w - T_b)$ coté fluide. La paroi et le liquide sont initialement à la température T_b . Un bilan d'énergie dans la paroi permet donc d'écrire :

$$\phi_w = h_{stat}(T_w - T_b) = \phi_{gen} - \rho_w C_{p,w} \frac{dT_w}{dt} e_w \quad (1.26)$$

dont la solution pour $T_w(0) = T_b$ est :

$$\frac{T_w(t) - T_b}{T_{w,stat} - T_b} = 1 - e^{-t/\tau} \quad (1.27)$$

$$\text{avec } \tau = \frac{\rho_w C_{p,w} e_w}{h_{stat}} \quad (1.28)$$

On remarque que ce temps τ correspond au temps caractéristique Z^* à un facteur 4 près. Hiroshi et Kawamura ont sans doute introduit ce facteur 4 pour que leur solution théorique atteigne sa valeur stationnaire au bout d'un temps Z , souvent défini comme 4 ou 5 fois le temps caractéristique τ .

Conclusion

Différents modèles de convection forcée, stationnaire et transitoire, existent pour des géométries cylindriques et annulaires et seront comparés dans la section 4.2 de ce document aux résultats obtenus dans la géométrie semi-annulaire de l'expérience utilisée pendant la thèse.

1.2.2 Déclenchement de l'ébullition

Après avoir rappelé les conditions d'équilibre et de stabilité d'un fluide pouvant exister sous une phase liquide et sous une phase vapeur, les mécanismes de nucléation de bulles sont ensuite présentés. Suivant que les bulles se créent au sein d'un liquide ou à la paroi, la nucléation est qualifiée d'homogène dans le premier cas et d'hétérogène dans le second.

État stable et métastable d'un fluide

Considérons un fluide dont le comportement peut être représenté par le modèle de Van Der Walls :

$$\left(p_r + \frac{3}{v_r^2}\right) (3 v_r - 1) = 8 T_r \quad (1.29)$$

avec p_r , v_r et T_r la pression, le volume molaire et la température divisés par leurs valeurs critique p_c , v_c et T_c .

La courbe en trait plein de la figure 1.3 montre l'évolution de la pression réduite p_r dans un tel fluide en fonction du volume molaire réduit v_r pour une température réduite T_r donnée. Les points a et b représentent respectivement les états vapeur et liquide pour un équilibre diphasique et une interface de courbure nulle, c-à-d. à saturation. Cet équilibre correspond à une égalité des potentiels chimiques du liquide et de la vapeur et se traduit par une valeur commune de la pression p_r . La courbe noire en pointillés correspond à l'ensemble de ces points quand T_r varie. La variation de p_r à saturation avec T_r est caractérisée par la relation de Clapeyron :

$$\frac{dp_r}{dT_r} = \frac{h_{lv}}{p_c v_c (v_{b,r} - v_{a,r})} \quad (1.30)$$

où h_{lv} est la chaleur latente de changement de phase liquide-vapeur du fluide et $v_{b,r}$ et $v_{a,r}$ respectivement les volumes molaires réduits des phases vapeur et liquide à saturation.

Les courbes de Van der Walls et de saturation permettent de définir plusieurs états possibles pour le fluide :

- Les états de la courbe de van der Waals à gauche du point a et à droite du point b (intersections avec la courbe de saturation) correspondent à des états monophasiques thermodynamiquement stables. Les conditions de stabilité d'un équilibre thermodynamique sont la positivité des capacités calorifiques à volume constant et du coefficient de compressibilité isotherme ($\left. \frac{\partial p_r}{\partial v_r} \right|_{T_r} < 0$).
- Les points a et b sont les points d'intersection de l'isotherme de Van Der Waals et de la courbe de saturation. La courbe rouge en pointillés les reliant correspond à un changement d'état selon une isotherme d'Andrews. La température et la pression sont constantes pendant cette phase, et l'état du fluide est stable thermodynamiquement et correspond à un minimum de l'enthalpie libre.
- La courbe en orange entre les points c et d correspond à un état instable, caractérisé par $\left. \frac{\partial p_r}{\partial v_r} \right|_{T_r} > 0$, qui ne peut donc exister.
- Les états entre les points a et c , et entre les points d et b sont stables thermodynamiquement mais ne correspondent pas à un minimum d'enthalpie libre. Ce sont donc des états métastables correspondant à du liquide sur-chauffé $a - c$ ou de la vapeur sous-refroidie $d - b$. L'évolution des points c et d avec la température définit la courbe spinodale (en pointillés mauves). Tout état compris entre la courbe de saturation et la courbe spinodale est métastable : une perturbation suffisamment importante fait revenir le fluide à l'équilibre thermodynamique sur l'isotherme d'Andrews.

Nucléation homogène

Considérons un liquide à la pression p_l et chauffé à la température T_l , supérieure à la température de saturation mais inférieure à la limite spinodale : des fluctuations locales de densité donnent naissance à de petits embryons de vapeur. Nous nous intéressons au rayon r_e d'un embryon de vapeur pour qu'il soit en équilibre dans le liquide.

La différence de pression entre l'intérieur (phase vapeur) et l'extérieur (phase liquide) de l'embryon de vapeur est donnée par la loi de Laplace :

$$p_{ve} - p_l = \frac{2 \sigma}{r_e} \quad (1.31)$$

avec σ la tension de surface du fluide. En intégrant la relation de Gibbs-Duhem sur une isotherme $d\mu = v dp$ dans chaque phase et en posant l'égalité des potentiels

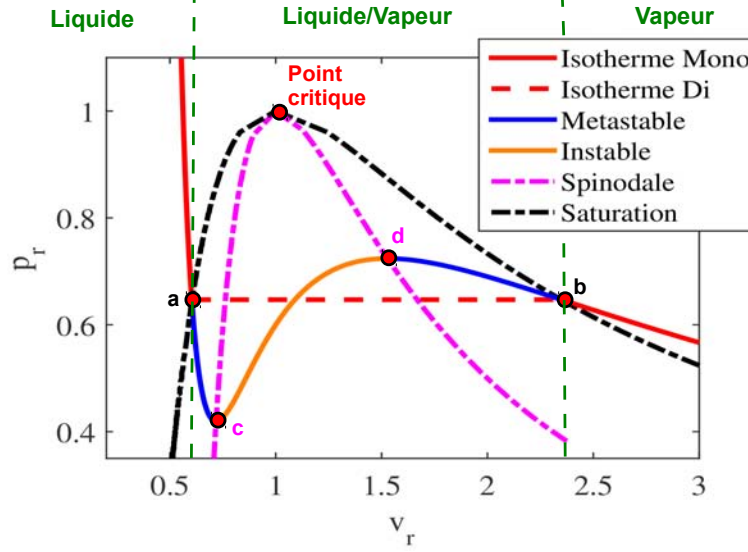


FIGURE 1.3 – Courbe de Van Der Waals, isotherme d’Andrews pour $T_r = 0.9$, courbe de saturation et limite spinodale

chimique μ à l’équilibre, le rayon d’équilibre r_e s’exprime sous la forme (Carey [12]) :

$$r_e = \frac{2\sigma}{p_{sat}(T_l) \exp\left(\frac{v_l(p_l - p_{sat}(T_l))}{R T_l}\right) - p_l} \quad (1.32)$$

avec $R=8.31$ J/(mol K) la constante des gaz parfaits. En utilisant la relation de Clapeyron (eq. 1.30), cette relation s’écrit en fonction d’une surchauffe du fluide $\Delta T_{sat} = T_l - T_{sat}$:

$$r_e = \frac{2\sigma}{\left(p_l + \frac{\Delta T_{sat} \rho_v h_{lv}}{T_{sat}}\right) \exp\left(-\frac{\Delta T_{sat} \rho_v h_{lv}}{R \rho_l T_l T_{sat}}\right) - p_l} \quad (1.33)$$

On retrouve par cette relation qu’un équilibre liquide/vapeur avec une surchauffe nulle, c-à-d à saturation, correspond à une interface avec une courbure nulle. Il est possible de montrer que cet équilibre est instable (maximum d’exergie) et que si l’embryon de vapeur gagne ou perd une molécule de fluide, il devient instable et, soit croît, soit collapse.

La théorie cinétique des gaz permet de déterminer le nombre d’embryons de rayon r dans un volume de fluide en fonction de l’exergie d’un embryon de rayon r et de la

température du liquide à partir de la loi de Boltzmann. Il est possible d'en déduire le taux de nucléation J d'embryons de vapeur d'un rayon d'équilibre r_e (Carey [12]) :

$$\begin{aligned} J &= N_l \left(\frac{3\sigma}{\pi m} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{-4\pi\sigma r_e^2}{3k_B T_l} \right) \\ &= N_l \left(\frac{3\sigma}{\pi m} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{-16\pi\sigma^3}{3k_B T_l \left[\left(p_l + \frac{\Delta T_{sat} \rho_v h_{lv}}{T_{sat}} \right) \eta - p_l \right]^2} \right) \end{aligned} \quad (1.34)$$

avec $\eta = \exp \left(-\frac{\Delta T_{sat} \rho_v h_{lv}}{R \rho_l T_l T_{sat}} \right)$

avec $N_l = \frac{\rho_l N_A}{M}$ le nombre de molécules de liquide par unité de volume, $N_A=6.02 \times 10^{23}$ molécules/mol le nombre d'Avogadro, m la masse d'une molécule, M sa masse molaire en **kg/mol** et $k_B=1.38 \times 10^{-23}$ J/K la constante de Boltzmann.

Ainsi, en supposant un critère de nucléation homogène comme un seuil critique dans la valeur du taux de nucléation, on peut calculer la température de nucléation homogène dans un liquide métastable. Les auteurs de la littérature (Carey [12]) conseillent l'utilisation de $J=10^{12} \text{ m}^{-3}\text{s}^{-1}$.

Nucléation hétérogène sur paroi lisse

Le mécanisme de nucléation hétérogène sur paroi lisse est similaire à la nucléation homogène, à ceci près que l'embryon de vapeur considéré a une forme de sphère tronquée et que l'angle de contact θ à la paroi rentre en jeu. L'équilibre, obtenu pour un rayon r_e , est de nouveau instable et un taux de nucléation peut être exprimé (Carey [12]) :

$$\begin{aligned} J &= N_l^{2/3} \frac{1 + \cos \theta}{2F(\theta)} \left(\frac{3\sigma F(\theta)}{\pi m} \right)^{1/2} \exp \left(\frac{-16\pi\sigma^3 F(\theta)}{3k_B T_l \left[\left(p_l + \frac{\Delta T_{sat} \rho_v h_{lv}}{T_{sat}} \right) \eta - p_l \right]^2} \right) \\ \text{avec } F &= \frac{2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta}{4} \end{aligned} \quad (1.35)$$

Pour les fluides fortement mouillants, le travail de formation des embryons en nucléation hétérogène tend vers le travail de formation en nucléation homogène. Cependant, le nombre de molécules rentrant en considération dans la loi de distribution est réduit par rapport à la nucléation homogène. Pour la même température de liquide, la probabilité de nucléation hétérogène dans un fluide mouillant est plus faible que la probabilité de nucléation homogène. C'est en présence de fluide peu mouillant

($70^\circ < \theta < 140^\circ$) que la nucléation se fait préférentiellement à la paroi.

Nucléation hétérogène sur paroi avec des cavités

De petites cavités sont généralement présentes sur les parois et aident à la nucléation. En effet, des embryons de vapeur peuvent être piégés dans ces cavités et il suffit alors d'une faible surchauffe pour les activer et faire croître des bulles.

On considère une cavité de rayon r_c . Une bulle en équilibre dans cette cavité a un rayon de courbure r_c . La pression à l'intérieur de la bulle peut être approchée par la pression de vapeur à saturation $p_{sat}(T_l)$ et la différence de pression avec l'extérieur (liquide, à p_l) est donnée par la relation de Laplace (Eq. 1.31).

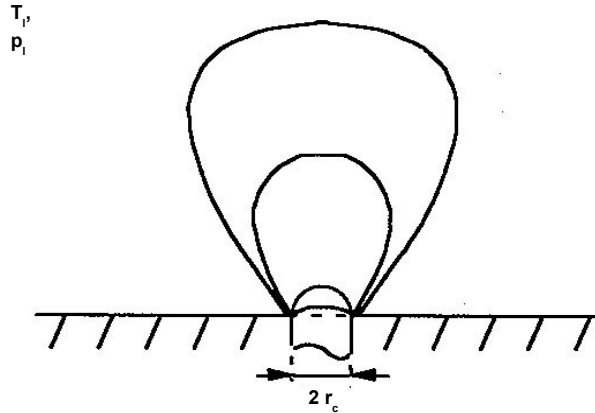


FIGURE 1.4 – Croissance d'une bulle [Carey [12]]

La température du bain liquide $T_{eq}(r_c)$ pour qu'il y ait équilibre s'obtient en ré-écrivant la loi de Laplace avec la relation de Clapeyron 1.30 :

$$T_{eq}(r_c) - T_{sat}(p_l) = \frac{2\sigma T_{sat}(p_l)}{\rho_v h_{lv} r_c} \quad (1.36)$$

À l'équilibre, les forces de pression équilibrent la tension capillaire. Cependant, si la température augmente, la pression de vapeur de saturation p_{sat} augmente aussi. L'équilibre est rompu, les forces de pression deviennent supérieures aux forces de tension superficielle et la bulle croît.

Ce modèle a une limitation : il suppose une paroi et un bain liquide à même température et ne prend pas en compte l'existence d'une couche limite thermique. Hsu [26] postule que le rayon r_e et la hauteur r_b d'une bulle à l'équilibre dans une cavité de rayon r_c sont donnés par :

$$r_b = 2 r_c = 1.6 r_e \quad (1.37)$$

Pour prendre en compte la couche limite thermique, il stipule que la température en haut de la bulle doit atteindre la surchauffe nécessaire pour faire croître la bulle de rayon r_e :

$$T_l(r_b) = T_{eq}(r_e) = T_{sat} + \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} r_e} \quad (1.38)$$

La figure 1.5 représente en variables adimensionnelles le profil de température stationnaire (courbe continue bleu) dans le liquide en supposant un transfert de chaleur uniquement conductif au sein de l'épaisseur δ_t d'une couche limite. Les courbes en pointillés représentent l'évolution de $T_l(x)$ (Eq .1.38) adimensionnée pour deux épaisseurs de couche limite différentes. La courbe en pointillés marron correspond à une couche limite trop fine : la surchauffe n'est pas suffisamment importante et il n'y a pas de rayons de cavité activables. La courbe en pointillés jaune correspond à une couche limite d'épaisseur suffisamment grande pour que certaines cavités soient activables. En effet, pour des cavités entre $r_{b,min}/2$ et $r_{b,max}/2$, le sommet de la bulle est à une température au moins supérieure à la température d'équilibre et donc la nucléation est possible. Pour des rayons plus petits, la surchauffe n'est pas suffisante et pour des rayons plus grands la bulle dépasse de l'épaisseur de liquide surchauffée et risque de se recondenser.

L'épaisseur de la couche limite a une grande influence sur le déclenchement de l'ébullition : quand elle diminue, la surchauffe nécessaire au déclenchement augmente. Ainsi, la présence d'un écoulement va impacter le déclenchement de l'ébullition.

Les rayons $r_{c,min}$ et $r_{c,max}$ peuvent être exprimés analytiquement dans le cas d'un échange conductif à température de paroi fixée (Hsu [26]) :

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{c,max} \\ r_{c,min} \end{array} \right\} = \frac{\delta_t}{4} \left[\frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_b} \left\{ \begin{array}{l} + \\ - \end{array} \right\} \sqrt{\left(\frac{T_w - T_{sat}}{T_w - T_b} \right)^2 - \frac{12.8\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv} \delta_t (T_w - T_b)}} \right] \quad (1.39)$$

Dans ce cas là, la surchauffe minimum pour déclencher l'ébullition dans des cavités de taille r_c s'écrit alors :

$$T_{ONB} - T_{sat} = \frac{(T_{eq}(r_e) - T_{sat}) + 2\frac{r_c}{\delta_t}(T_{sat} - T_b)}{1 - 2\frac{r_c}{\delta_t}} \quad (1.40)$$

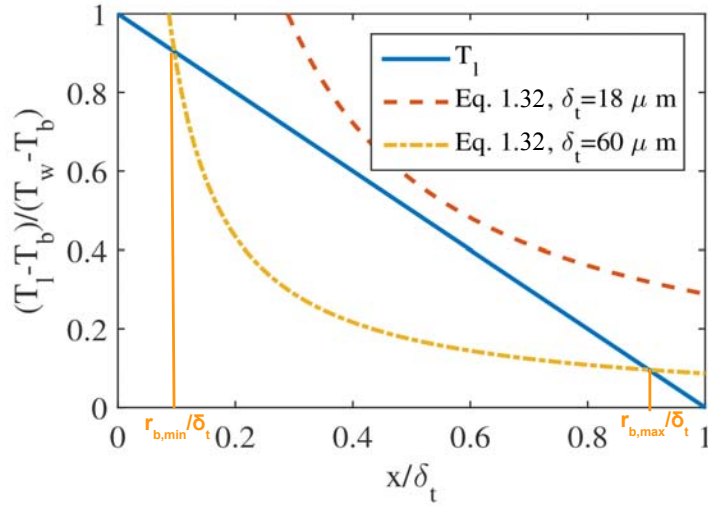


FIGURE 1.5 – Couche limite thermique et critère de déclenchement d'ébullition de Hsu [26] pour un cas de conduction à température de paroi donnée (courbes pour de l'eau à saturation et une surchauffe à la paroi de $10K$)

Cette équation montre l'influence du sous-refroidissement et du rapport $\frac{r_c}{\delta_t}$:

- La surchauffe au déclenchement augmente avec le sous-refroidissement $T_{sat} - T_b$. En effet, dans le cas d'un sous-refroidissement, une partie de la couche limite n'est pas à saturation. Cela revient à diminuer l'épaisseur de couche limite thermique utile à la nucléation, et donc cela revient à augmenter la surchauffe nécessaire au déclenchement, comme vu précédemment.
- La diminution du rapport $\frac{r_c}{\delta_t}$ fait tendre la surchauffe au déclenchement vers la surchauffe à l'équilibre $T_{eq}(r_e)$. En effet, on peut voir la diminution du rapport $\frac{r_c}{\delta_t}$ comme un épaissement de la couche limite du point de vue de la cavité. Si δ_t devient trop grand, le fluide proche de la cavité a une température presque homogène et égale à celle de la paroi (Eq. 1.36).

D'autres paramètres comme la mouillabilité du fluide sur la paroi et la géométrie des cavités peuvent influencer sur l'ébullition. Par exemple, un fluide très mouillant va plus facilement rentrer dans les cavités et en chasser la vapeur qui pourrait y rester piégée. Les surchauffes nécessaires à la nucléation tendent alors vers les surchauffes pour la nucléation hétérogène sur paroi lisse. De plus amples informations peuvent

être trouvées dans Bankoff [2] et Lorentz et coll. [40].

Effet d'un transitoire de température sur le déclenchement de l'ébullition

Les études sur le déclenchement de l'ébullition transitoire ont en majorité été réalisées sur un fil chauffé dans de l'eau stagnante. Suivant la vitesse de montée en température, deux types de déclenchement de l'ébullition ont été observés.

Jackson et coll. [29] ont observé que pour des transitoires "lents" (flux générés inférieurs à 36 MW/m^2), le déclenchement correspondait à de la nucléation hétérogène dans des cavités. Leurs expériences ont montré que la surchauffe au déclenchement augmentait avec la vitesse de montée en température. Ils ont également observé un "overshoot" de la température après la nucléation : la température de paroi continue d'augmenter pendant un instant après que la première bulle soit apparue, puis rediminue à la température d'ébullition nucléée. Cet overshoot a également été observé par Sakurai et coll. [55].

Berthoud [6] a proposé d'interpréter ce phénomène avec un modèle similaire à celui de Hsu [26] en considérant une couche limite thermique transitoire. À un rayon de cavité r_c fixé, l'ébullition se déclenche quand le profil de température dépasse la température d'équilibre T_{eq} à une distance r_b de la paroi. Plus la température de paroi augmente rapidement, plus la couche limite thermique dans le liquide est "raide". Ainsi, la température de paroi au déclenchement de l'ébullition, c-à-d. permettant d'avoir la surchauffe nécessaire au sommet de la bulle, est d'autant plus importante que la puissance pour l'atteindre est élevée.

On propose d'adapter ce modèle à un cas convectif. D'après le paragraphe 1.2.1, l'évolution de la température est de la forme $T_w(t) - T_b = (T_{w,stat} - T_b)f(t)$, f ne dépendant pas du flux généré et valant 0 à $t = 0$ et 1 quand $t \rightarrow \infty$. On suppose que l'épaisseur de couche limite thermique δ_t suit la même évolution et s'écrit $\delta_t = \delta_{t,stat}f(t)$, et que le profil de température du liquide dans la couche limite thermique est linéaire :

$$T_l(x, t) - T_b = \frac{T_w(t) - T_b}{\delta_t(t)}(\delta_t(t) - x) \quad (1.41)$$

$$= \frac{(T_{w,stat} - T_b)f(t)}{\delta_{t,stat}f(t)}(\delta_{t,stat}f(t) - x) \quad (1.42)$$

$$= (T_{w,stat} - T_b) \left(f(t) - \frac{x}{\delta_{t,stat}} \right) \quad (1.43)$$

L'hypothèse d'une couche limite thermique linéaire se vérifie proche de la paroi en

supposant les variations axiales de température négligeables devant les variations radiales, et que l'écoulement et les échanges de chaleur turbulents sont modélisés par un modèle de Von Karman. La viscosité et la diffusivité turbulentes sont alors proportionnelles à x^2 , et donc négligeables proche paroi. Les gradients de vitesse et de température sont alors nuls.

D'après le modèle de Hsu, pour un rayon de cavité donné, le déclenchement de l'ébullition se fait au temps t_{ONB} où $T_l(r_b, t_{ONB}) = T_{eq}(r_e)$, c-à-d :

$$T_{eq}(r_e) - T_b = T_l(r_b, t_{ONB}) - T_b = (T_{w,stat} - T_b) \left(f(t_{ONB}) - \frac{r_b}{\delta_{t,stat}} \right) \quad (1.44)$$

La température de déclenchement $T_w(t_{ONB})$ se déduit :

$$T_{ONB} = T_{eq}(r_e) + (T_{w,stat} - T_b) \frac{r_b}{\delta_{t,stat}} \approx T_{eq}(r_e) + \frac{\phi_{gen}}{\lambda_l} r_b \quad (1.45)$$

Ainsi, on retrouve bien une surchauffe qui va augmenter avec le flux généré (ou la vitesse de montée en température) et qui perd sa dépendance avec le sous-refroidissement $T_{sat} - T_b$. L'influence de la taille de la cavité est également visible : il faut des flux générés d'autant plus importants que les cavités sont petites pour observer une influence du transitoire.

Très récemment, Su et coll. [62] ont étudié le déclenchement de l'ébullition sur une paroi horizontale dans un bain liquide, la paroi étant chauffée avec une puissance augmentant exponentiellement en fonction du temps. Le temps caractéristique de cette montée exponentielle, ou taux de chauffe, est un paramètre de l'expérience. La température augmente jusqu'à une température T_{ONB} où la première bulle apparaît et qui correspond au critère de déclenchement de Hsu en transitoire. La température continue ensuite d'augmenter jusqu'à l'apparition de plusieurs bulles et de l'ébullition nucléée à une température qu'ils appellent T_{OSV} (OSV : Onset of Significant Void). Suivant le taux de chauffe, ils observent deux cas : pour des essais très rapides, la température continue d'augmenter pendant le régime d'ébullition nucléée. Pour des essais plus lents, ils observent que la température diminue quand elle a atteint une température dite d'overshoot T_{OV} guère plus importante que la température T_{OSV} . Les températures T_{OSV} et T_{OV} augmentent avec le taux de chauffe de manière similaire à la température T_{ONB} .

Pour des transitoires "rapides", Jackson et coll. [29] et Sakurai [52] ont observé que le déclenchement de l'ébullition se faisait par nucléation hétérogène dans des cavités noyées par le liquide, à une température donc relativement constante et élevée.

Croissance d'une bulle

Les germes de vapeur sont instables et soit collapent, soit croissent. Pour une bulle dans un milieu infini à une température T_b supérieure à T_{sat} , la croissance se fait selon deux phases : la différence de pression entre l'intérieur et l'extérieur de la bulle va d'abord la faire croître pendant le régime inertiel. Avec l'augmentation du rayon de la bulle, la différence de pression va diminuer. La croissance va ensuite être gouvernée par le bilan d'énergie à l'interface pendant le régime thermique. À partir des bilans de masse, de quantité de mouvement et d'énergie, une solution analytique peut être calculée pour chaque régime. Mikic et coll. [43] ont calculé une solution générale tendant vers la solution à grand nombre de Jakob en régime inertiel (solution de Rayleigh [48]) aux petits temps, et vers la solution approchée en régime thermique aux grand temps (solution de Plesset et Zwick [46]) :

$$R^+ = \frac{2}{3} [(t^+ + 1)^{3/2} - t^{+3/2} - 1] \quad (1.46)$$

$$R^+ = \frac{R A}{B^2} \quad (1.47)$$

$$t^+ = \frac{t A^2}{B^2} \quad (1.48)$$

$$A = \sqrt{\frac{2(T_b - T_{sat})h_{lv}\rho_v}{\rho_l T_{sat}}} \quad (1.49)$$

$$Ja = \frac{\rho_l C_{p,l}(T_b - T_{sat})}{\rho_v h_{lv}} \quad (1.50)$$

$$B = \sqrt{\frac{12\alpha_l}{\pi}} Ja \quad (1.51)$$

Quand t devient grand, l'évolution du rayon R pendant le régime thermique s'écrit :

$$R = \sqrt{\frac{12}{\pi}} Ja \sqrt{\alpha_l t} \quad (1.52)$$

Une solution plus générale, valable pour tout nombre de Jakob, a été trouvée par Scriven [57].

Pour une bulle en croissance sur une paroi, le préfacteur est différent. Cependant, l'évolution du rayon de la bulle suit généralement la forme $R = K Ja \sqrt{\alpha_l t}$ avec K toujours de l'ordre de l'unité.

Conclusion

Suivant la surchauffe du liquide et la présence d'une paroi ou non, plusieurs mécanismes peuvent contribuer à l'apparition d'une bulle de vapeur. Dans le cas d'une nucléation hétérogène dans des cavités de paroi, le modèle de Hsu [26] permet de prédire la surchauffe de la paroi en fonction de la taille des cavités et de la couche limite thermique dans le liquide. Ce modèle relativement simple peut être transposé au déclenchement de l'ébullition transitoire pour expliquer l'augmentation de la surchauffe au déclenchement avec le taux de chauffe.

L'état de surface de la paroi chauffée influe beaucoup sur les surchauffes au déclenchement de l'ébullition de par la taille et la géométrie des cavités présentes mais aussi par la mouillabilité du liquide sur la surface.

Après le déclenchement de l'ébullition, la croissance d'un nucléus de vapeur peut être approchée par une loi en fonction d'un nombre de Jakob Ja et d'une évolution en $\sqrt{\alpha_l t}$.

1.2.3 Ébullition nucléée convective

L'ébullition nucléée qui s'établit après le déclenchement de l'ébullition est soit stationnaire soit transitoire dans les expériences réalisées pendant la thèse. Cette section présente d'abord deux corrélations couramment utilisées pour modéliser les transferts de chaleur dans le régime d'ébullition convective en stationnaire. On s'intéresse ensuite aux forces que subit une bulle pendant sa croissance afin de déterminer la taille critique à laquelle elle se détache. Pour finir, quelques études sur l'effet d'un transitoire sur l'ébullition nucléée sont montrées.

Ébullition nucléée stationnaire

Le flux de chaleur en ébullition nucléée convective stationnaire ϕ_{NB} (NB : nucleate boiling) est souvent modélisé par la somme d'une contribution de l'écoulement sans bulles ϕ_{conv} et d'une contribution de l'ébullition sans écoulement ϕ_{PB} (PB : pool boiling). L'effet de l'écoulement sur l'ébullition nucléée est pris en compte avec un facteur correctif S :

$$\phi_{NB} = \phi_{conv} + S \phi_{PB} \quad (1.53)$$

Il peut y avoir un préfacteur devant la contribution convective pour prendre en compte la réduction de section fluide avec l'apparition de la vapeur. Dans nos expériences, le titre massique est négligeable et donc ce préfacteur vaut 1.

L'échange thermique pendant l'ébullition nucléée dépend à la fois de la croissance des bulles par évaporation et à la fois de la microconvection dans le liquide,

due au déplacement des bulles. Même si la microconvection est parfois négligée, la caractérisation du flux de chaleur dû au changement de phase est compliquée car elle dépend de multiples paramètres : la croissance de la bulle, son diamètre, sa fréquence de détachement, la densité de sites de nucléations... De nombreux modèles existent mais seules les corrélations de Rohsenow [50] et de Forster et Zuber [18] sont présentées : elles sont basées sur des modèles physiques, avec peu de paramètres ajustables, et sont simples à utiliser. La fraction massique de vapeur étant faible dans les expériences, son influence est négligée.

Corrélation de Rohsenow

Rohsenow [50] a considéré un échange en ébullition nucléée similaire à un échange convectif : il a exprimé un nombre de Nusselt Nu_b en fonction d'un nombre de Reynolds Re_b et d'un nombre de Prantl Pr_l mais en se basant sur les caractéristiques d'une bulle pour définir les échelles de longueur et de vitesse caractéristiques :

$$Nu_b = A Re_b^n Pr_l^m \quad (1.54)$$

L'échelle de longueur choisie est la longueur capillaire L_c :

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \quad (1.55)$$

et l'échelle de vitesse est basée sur la vitesse qu'aurait la vapeur si le flux de chaleur à la paroi était transformé entièrement en chaleur latente :

$$u_m = \frac{\phi_w}{\rho_v h_{lv}} \quad (1.56)$$

En utilisant ces échelles de longueur et de vitesse pour calculer le nombre de Reynolds de bulle, l'équation 1.54 se réécrit :

$$\frac{\phi_{NB, Rohsenow} L_c}{\lambda_l (T_w - T_{sat})} = \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-2} Ja^2 C_{sf}^{-3} Pr_l^{-4.15} \quad (1.57)$$

avec le nombre de Jakob Ja défini par :

$$Ja = \frac{\rho_l C_{p,l} (T_w - T_{sat})}{\rho_v h_{lv}} \quad (1.58)$$

La constante C_{sf} dépend du couple fluide/paroi et varie de 0.001 à 0.015.

Corrélation de Forster et Zuber

Forster et Zuber [18] ont également supposé une corrélation similaire à un échange convectif (Eq. 1.54) mais en basant leurs échelles de longueur et de vitesse sur la croissance de la bulle (R et \dot{R}). Ils ont obtenu l'expression suivante :

$$\frac{\phi_{NB, FZ} r_c}{\lambda_l(T_w - T_{sat})} = 0.0029 Ja^{0.24} Pr_l^{0.21} La^{1/4} \quad (1.59)$$

Cette expression prend en compte l'influence de la pression à travers le rayon d'équilibre d'un embryon de vapeur r_c introduit dans l'équation 1.36 et donné par :

$$r_c = \frac{2\sigma T_{sat}}{\rho_v h_{lv}(T_w - T_{sat})} \quad (1.60)$$

Le nombre de Laplace La caractérise la dynamique de la surface de la bulle sous les effets capillaires et visqueux et s'écrit :

$$La = \frac{\sigma r_c \rho_l}{\mu_l^2} \quad (1.61)$$

Effets de la convection et du sous-refroidissement

Le flux convectif est habituellement calculé avec la corrélation de Dittus-Boelter (Eq. 1.3) mais il est également possible d'utiliser une corrélation propre à la conduite étudiée.

Rohsenow [51] propose de faire varier la constante C_{sf} pour prendre en compte le sous-refroidissement.

Chen [14] a choisi d'utiliser la corrélation de Forster et Zuber pour la contribution de l'ébullition nucléée. Pour prendre en compte l'influence de l'écoulement sur l'ébullition, il a choisi d'utiliser un facteur correctif S modélisé par :

$$S = \frac{1}{1 + 2.56 \times 10^{-6} Re^{1.17}} \quad (1.62)$$

Quand il n'y a pas d'écoulement, S vaut 1 et on retrouve la corrélation pour un régime d'ébullition en vase. La corrélation de Chen n'a été validée que pour de l'ébullition convective dans un fluide à température de saturation.

L'influence du sous-refroidissement $\Delta T_{sub} = T_{sat} - T_l$ est assez complexe. De manière générale, l'augmentation du sous-refroidissement a tendance à améliorer le

transfert de chaleur. Rohsenow [51] a choisi de prendre en compte cet effet de la même manière que pour l'influence de l'écoulement, en faisant varier C_{sf} . Bergles et Rohsenow [5] ont choisi une formulation différente pour calculer le flux de chaleur en ébullition nucléée convective pour prendre en compte le flux au déclenchement de l'ébullition ϕ_{ONB} :

$$\phi_{NB, BR} = \phi_{conv} \sqrt{1 + \left[\frac{\phi_{PB}}{\phi_{conv}} \left(1 - \frac{\phi_{ONB}}{\phi_{conv}} \right) \right]^2} \quad (1.63)$$

Dougall et Lippert [17] ont pris en compte l'effet du sous-refroidissement en translatant la courbe d'ébullition vers la gauche quand le sous-refroidissement augmentait. Pour cela, ils ont modifié le flux au déclenchement par un facteur correctif $S_{sub, DL}$:

$$\phi_{ONB*} = S_{sub, DL} \phi_{ONB, sat} \quad (1.64)$$

$$S_{sub, DL} = 1 + 0.047 \left(\frac{C_{p,l} \Delta T_{sub}}{h_{lv}} \right)^{-1.432} \quad (1.65)$$

Le flux au déclenchement n'étant pas forcément connu et pouvant dépendre de la manière de chauffer, cette dernière corrélation est moins pratique à utiliser car elle dépend de deux paramètres ajustables. La tendance générale du flux de chaleur augmentant avec le sous-refroidissement peut être prise en compte avec un facteur correctif S_{sub} de la même manière que pour l'écoulement :

$$\phi_{NB} = \phi_{conv} + S S_{sub} \phi_{PB} \quad \text{avec } S_{sub} = 1 + A Ja_{sub}^n, \quad n > 0 \quad (1.66)$$

avec $Ja_{sub} = \frac{\rho_l C_{p,l} (T_{sat} - T_l)}{\rho_v h_{lv}}$ un nombre de Jakob de sous-refroidissement.

Dans les installations thermo-hydrauliques comme les centrales nucléaires, le sous-refroidissement est quantifié plutôt avec un titre thermodynamique χ qu'avec le nombre de Jakob Ja_{sub} . Ce titre correspond au potentiel énergétique de taux de passage du fluide de l'état liquide à l'état vapeur ([22]). Ces deux nombres sont reliés par :

$$\chi = \frac{C_{p,l} (T_l - T_{sat})}{h_{lv}} = \frac{\rho_v}{\rho_l} Ja_{sub} \quad (1.67)$$

Ébullition nucléée transitoire

Il a été observé dans de nombreuses expériences ([10], [7], [1], [63]) que le flux de chaleur en ébullition nucléée transitoire était plus important qu'en ébullition nucléée stationnaire, et augmentait avec la variation de température. Cependant,

aucun modèle n'a été dégagé de ces tendances à notre connaissance.

L'étude la plus précise et dans des conditions très bien contrôlées a été faite par Auracher et Marquardt [1]. Une surface horizontale dans un bain liquide à température de saturation est chauffée avec des rampes de températures de 2 à 50 K/s. Pour s'affranchir des effets du déclenchement de l'ébullition, la paroi est chauffée jusqu'à déclencher l'ébullition puis ramenée à une température fixée, où le régime d'ébullition nucléée est développé. Les courbes d'ébullition commencent ainsi toutes à la même origine. La figure 1.6 montre les différentes courbes d'ébullition obtenues.

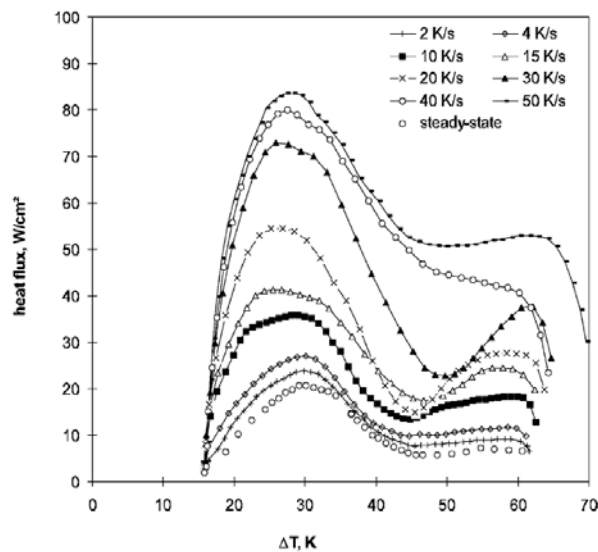


FIGURE 1.6 – Courbes d'ébullition transitoires obtenues par Auracher et Marquardt [1]

À partir de ces courbes, le rapport entre les coefficients de transfert transitoire et stationnaire peut être calculé. La figure 1.7 met bien en évidence l'augmentation du coefficient de transfert pendant un transitoire par rapport au stationnaire. On remarque également que le rapport h_{trans}/h_{stat} augmente avec le taux de chauffe et diminue quand l'écart de température $T_w - T_{sat}$ augmente.

La figure 1.8 montre que le rapport h_{trans}/h_{stat} suit la même évolution temporelle quelle que soit le taux de chauffe. Un lissage des données (Fig. 1.8) permet de trouver

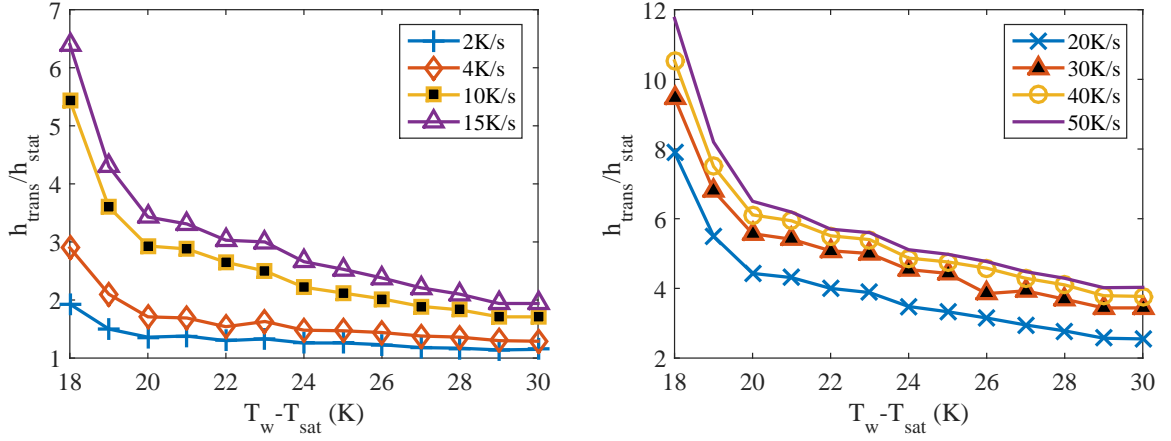


FIGURE 1.7 – Rapport des coefficients de transfert transitoire et stationnaire h_{trans}/h_{stat} en fonction de l'écart de température $T_w - T_{sat}$, obtenu à partir des données d'Auracher et Marquardt [1] (figure 1.6)

une évolution de h_{trans}/h_{stat} sous la forme :

$$\frac{h_{trans}}{h_{stat}} = 1 + \left(\frac{t}{\tau_{NB}} \right)^{-1} \quad (1.68)$$

avec t le temps de chauffage (par rapport à la surchauffe initiale) et τ_{NB} un temps caractéristique valant à peu près 1 s.

Conclusion

De nombreuses corrélations existent pour modéliser l'ébullition nucléée convective. Nous avons choisi de ne présenter que les corrélations de Chen [14] et de Rohsenow [51] qui modélisent le flux de chaleur comme une somme d'une contribution monophasique et d'une contribution de l'ébullition nucléée. L'effet du sous-refroidissement peut être pris en compte par un terme correctif en facteur de la contribution de l'ébullition et dépendant d'un nombre de Jakob de sous-refroidissement.

Peu d'études ont porté sur l'ébullition nucléée transitoire, mais elles concluent toutes que le flux de chaleur en transitoire est plus important qu'en régime stationnaire. Les travaux d'Auracher et Marquardt [1] montrent que la représentation du transfert de chaleur en ébullition transitoire par une courbe d'ébullition n'est pas pertinente. Il est plus intéressant de travailler sur l'évolution temporelle du coefficient de transfert thermique sans dimension h_{trans}/h_{stat} qui permet de regrouper les résultats des différents taux de chauffe. Ce comportement est similaire à ce qui a été

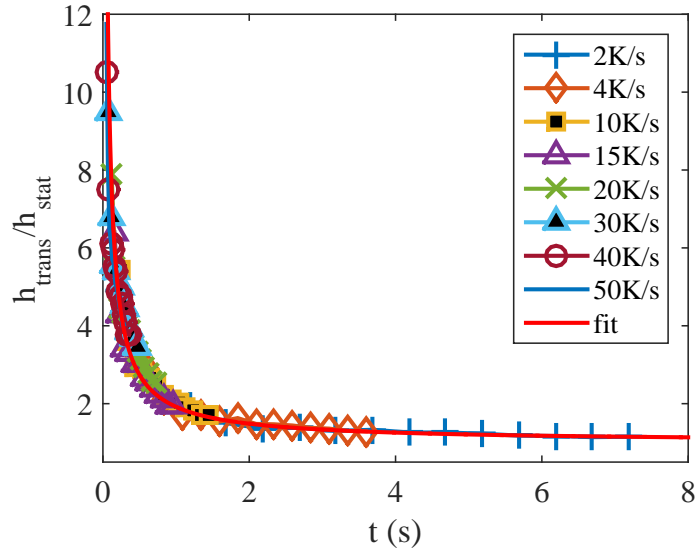


FIGURE 1.8 – Rapport des coefficients de transfert transitoire et stationnaire h_{trans}/h_{stat} en fonction du temps, obtenu à partir des données d’Auracher et Marquardt [1] (figure 1.6)

observé pour la convection transitoire par Hiroshi et Kawamura (section 1.2.1).

1.2.4 Passage en ébullition en film

Pour des puissances imposées suffisamment importantes, les hautes températures atteintes ne permettent plus le contact du liquide avec la paroi et l’ébullition en film apparaît. Cette transition est caractérisée par les valeurs dites critiques de température et de flux. Des modèles pour le flux critique en régime stationnaire sont d’abord présentés, suivis de l’étude de l’influence du taux de chauffe sur la température et le flux critique.

Flux critique stationnaire

De nombreux mécanismes ont été proposés pour expliquer la crise d’ébullition, basés sur les instabilités hydrodynamiques de l’interface vapeur.

Pour une surface horizontale dans un bain liquide, l’ébullition nucléée à fort flux est caractérisée par la formation de colonnes de vapeur. De nombreux auteurs (Ku-

tateladze [34], Zuber [69], Lienhard et Dhir [39]...) ont postulé que l'instabilité de Kelvin-Helmoltz déstabilisait ces colonnes et les faisait coalescer, ce qui amènerait à l'ébullition en film de vapeur à la paroi. Les différentes corrélations obtenues sont de la forme :

$$\frac{\phi_{CHF} L_c}{\lambda_l (T_w - T_{sat})} = A \sqrt{La} Pr_l Ja^{-1} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}} \quad (1.69)$$

La est calculé à partir de L_c . Lienhard et Dhir [39] proposent d'utiliser $A = 0.149$ tandis que Zuber [69] propose $A = 0.131$.

Kutateladze [35] a proposé de prendre en compte l'effet du sous-refroidissement par l'intermédiaire d'un nombre de Jakob de sous-refroidissement Ja_{sub} :

$$\frac{\phi_{CHF, sub}}{\phi_{CHF, sat}} = \left(1 + C_0 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right)^m Ja_{sub} \right) \quad (1.70)$$

$$Ja_{sub} = \frac{\rho_l C_{pl} (T_{sat} - T_l)}{\rho_v h_{lv}} \quad (1.71)$$

avec $C_0 = 0.065$ et $m = -0.2$. Ivey et Morris [28] suggèrent d'utiliser les valeurs $C_0 = 0.1$ et $m = -0.25$. Zuber et coll. [70] utilisent $m = -0.25$ et introduisent en plus les nombres de Laplace La et de Prandtl Pr dans le coefficient C_0 :

$$C_0 = 5.32 Pr^{-1/2} La^{-1/4} \quad (1.72)$$

Pour l'ébullition convective, une des corrélations classiquement utilisées est celle obtenue par Katto et Ohno [32] pour des tubes verticaux uniformément chauffés. Cette loi assez complexe dépend d'un grand nombre de paramètres tels les nombres de Jakob basés sur la température de paroi Ja et sur la température de liquide Ja_{sub} , le nombre de Weber We , le nombre de Reynolds Re et du rapport de certaines propriétés physiques du liquide et de la vapeur. Cette corrélation prend également en compte le rapport entre la longueur chauffée et le diamètre du tube : en effet, la longueur du tube va changer l'établissement de la couche limite et donc le flux critique. Cette corrélation a été validée pour un grand nombre de fluides.

$$\frac{\phi_{CHF, sub}}{\phi_{CHF, sat}} = 1 + K Ja_{sub} \quad (1.73)$$

$\phi_{CHF, sat}$ et K dépendent des différents paramètres évoqués.

À partir d'un modèle à deux fluides et de l'instabilité de Kelvin-Helmoltz, Howard et Mudawar [24] ont étudié l'influence de l'orientation de la surface chauffée dans un écoulement sur le flux critique et ont obtenu la relation suivante :

$$\frac{\phi_{CHF} L_c}{\lambda_l (T_w - T_{sat})} = 2^{-113/24} 3^{5/6} \left(\frac{\pi}{f_i} \right)^{1/4} \sqrt{La} Pr Ja^{-1} \sqrt{\frac{\rho_l}{\rho_v}} \quad (1.74)$$

f_i est le coefficient de frottement interfacial que les auteurs conseillent de fixer à 0.5.

Flux critique transitoire

Auracher et Marquardt [1] ont étudié l'influence du taux de chauffe sur le flux critique sur une surface horizontale dans une bain liquide à saturation. Ils ont observé que le flux critique instationnaire augmentait (respectivement diminuait) avec le taux de chauffe (respectivement le taux de refroidissement) (Figure 1.9). Ils trouvent également que la température de passage en ébullition en film T_{CHF} reste constante autour de $T_{sat} + 28.2 \pm 2K$.

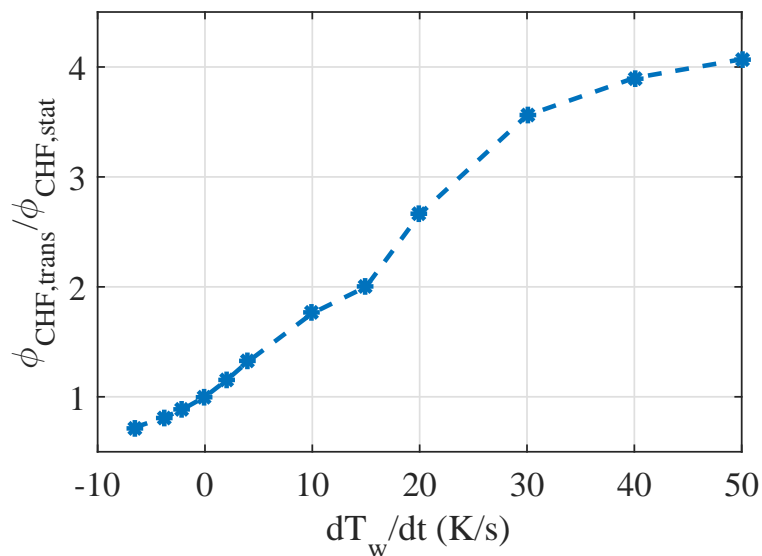


FIGURE 1.9 – Évolution du rapport $\phi_{CHF, trans}/\phi_{CHF, stat}$, $\phi_{CHF, stat} = 0.205 MW/m^2$, Auracher et Marquardt [1]

Sakurai et coll. [55] ont étudié l'ébullition transitoire sur un fil chauffé par effet Joule avec une puissance de la forme $\phi_0 e^{t/\tau}$, τ variant de quelques millisecondes à

100 secondes. Ils ont caractérisé le flux critique suivant le sous-refroidissement, selon que la section d'essai est pressurisée ou non avant les tests, pour de l'azote et de l'eau et pour différentes pressions. Nous ne parlerons que des tests en eau, avec et sans pré-pressurisation. Pour de l'eau à pression atmosphérique, à température de saturation et sans pressurisation avant les tests, l'influence de la période de temps τ sur la courbe d'ébullition se décompose en trois cas :

- Pour des temps τ variant de $100s$ à $0.1s$, l'ébullition nucléée se déclenche dans des cavités à une température T_{ONB} invariant avec τ et à un flux de chaleur ϕ_{ONB} . L'ébullition demandant beaucoup d'énergie, la température va donc d'abord diminuer pour ensuite réaugmenter au fur et à mesure que le flux de chaleur augmente. Le passage en ébullition en film se fait à la même température que le déclenchement ($T_{CHF} = T_{ONB}$) mais à un flux de chaleur ϕ_{CHF} plus important. Les flux au déclenchement de l'ébullition et au passage en film augmentent quand le temps τ diminue, et Sakurai et coll. [55] proposent la corrélation suivante pour modéliser l'évolution de ϕ_{CHF} :

$$\frac{\phi_{CHF, trans}}{\phi_{CHF, stat}} = 1 + 0.21 \tau^{-0.5} \quad (1.75)$$

- Pour τ variant d'environ $0.1s$ à $6ms$, le déclenchement de l'ébullition nucléée se fait à une température qui augmente quand τ diminue, et le passage en ébullition en film va se faire à une température supérieure à T_{ONB} . Le flux au déclenchement de l'ébullition continue d'augmenter mais le flux critique diminue quand τ diminue.
- Pour des périodes τ inférieures à $6ms$, les températures de déclenchement de l'ébullition nucléée et de passage en film ne varient plus. Le flux critique augmente à nouveau et peut être modélisé par :

$$\phi_{CHF, trans} = h_c (\Delta T_i + \Delta T_{sub}) \quad (1.76)$$

avec $h_c \approx \sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l C_{p,l}}{\tau}}$

ΔT_i correspond à la surchauffe en nucléation hétérogène spontanée.

Pour des tests qui ont été pressurisés à $5MPa$ avant les tests, l'évolution est un peu différente :

- Pour des périodes τ supérieures à $2s$, la température de passage en ébullition en film est supérieure à la température de déclenchement de l'ébullition nucléée et correspond à la température de nucléation hétérogène spontanée. Le flux critique est modélisé par l'équation 1.75.

- Pour des périodes inférieures à $2s$, il y a transition directe du régime monophasique à l'ébullition en film. La température T_{CHF} augmente quand τ diminue et le flux critique est modélisé par l'équation 1.76.

La pressurisation permet de chasser les nuclei de vapeur qui pourraient être piégés dans les cavités et fait tendre la surchauffe au déclenchement de l'ébullition vers une surchauffe nécessaire à la nucléation hétérogène spontanée. Cette situation n'est pas rencontrée dans nos expériences mais pourrait s'appliquer au cas du circuit primaire des réacteurs nucléaires puisque celui ci est pressurisé.

Aucun effet de l'écoulement (débit ou titre) n'a été observé dans les expériences de transitoire rapide des essais NSRR à basse pression (Georgenthum et coll. [19]). L'ébullition en film apparaît à la suite d'un plateau à une température autour de $T_{sat} + 20K$ où le transfert thermique se fait par ébullition nucléée (Bessiron et coll. [10]). La durée de ce plateau semble corrélée à l'état de surface de la paroi. Le flux critique augmente avec la puissance injectée dans la paroi mais ne semble pas dépendre de l'état de surface.

Les essais PATRICIA de transitoire rapide sont à haute pression (145 bars). Le flux critique augmente toujours avec la puissance injectée dans la paroi et la température de passage en film semble rester autour de $T_{sat} + 55K$ (Bessiron [8]).

Conclusion

Différents modèles ont été présentés pour calculer le flux critique stationnaire, la plupart basés sur l'instabilité de Kelvin-Helmoltz. Le sous-refroidissement et l'écoulement peuvent être pris en compte dans la corrélation complexe de Katto et Ohno [32].

Pendant la plupart des transitoires, le flux critique augmente avec le taux de chauffe tandis que la température correspondant au flux critique ne varie pas et reste égale à celle en stationnaire.

1.2.5 Ébullition en film

Après la crise d'ébullition, un film de vapeur recouvre la paroi et l'isole du fluide, dégradant fortement les échanges de chaleur. Cette phase se caractérise par une forte augmentation de température de paroi.

Ébullition en film stationnaire

De nombreuses corrélations pour calculer le flux de chaleur en ébullition en film

stationnaire se basent sur le modèle à deux fluides. L'écoulement est modélisé par deux phases séparées, sans prendre en compte d'éventuelles gouttes ou bulles. La figure 1.10 montre un schéma de cette configuration, avec un film de vapeur d'épaisseur δ variant suivant la hauteur z , séparant la paroi du liquide. On considère une géométrie annulaire, proche de la géométrie semi-annulaire de la section d'essai.

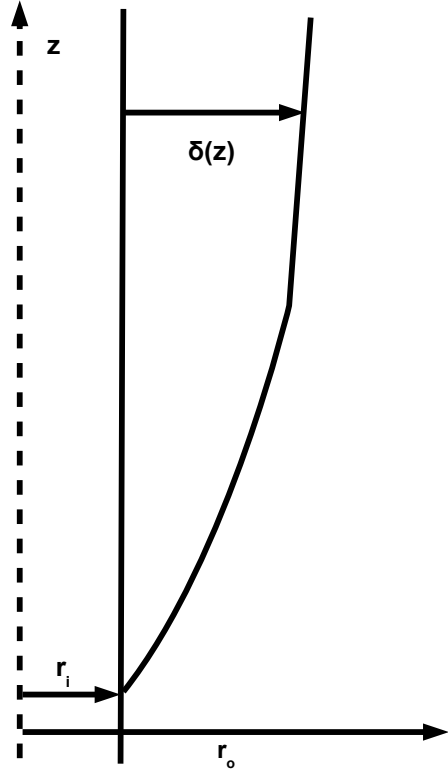


FIGURE 1.10 – Schéma d'un film de vapeur recouvrant la paroi

Nous nous inspirons du modèle de Bromley [11] pour écrire les équations suivantes. En négligeant les termes d'advection et le taux de cisaillement axial par rapport au taux de cisaillement radial, le bilan de quantité de mouvement vertical pour la phase vapeur s'écrit :

$$0 = -\frac{dp}{dz} - \rho_v g + \mu_v \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_v}{\partial r} \right) \quad (1.77)$$

où u_v est la vitesse axiale locale dans la phase vapeur. En supposant une vitesse nulle à la paroi et un frottement interfacial τ_i , cette équation peut être intégrée pour obtenir le profil de vitesse dans le film de vapeur :

$$u_v = \frac{1}{\mu_v}(r_i + \delta)\tau_i \ln\left(\frac{r}{r_i}\right) + \frac{1}{2\mu_v}\left(\frac{dp}{dz} + \rho_v g\right)\left(\frac{r^2 - r_i^2}{2} - (r_i + \delta)^2 \ln\left(\frac{r}{r_i}\right)\right) \quad (1.78)$$

Ce profil est quasiment parabolique, aux corrections près dues à la géométrie annulaire. L'évolution du profil selon la direction axiale est donnée par la variation axiale de δ . En intégrant à nouveau cette équation de $r = r_i$ à $r = r_i + \delta$, on obtient une relation entre le débit de vapeur \dot{m}_v et le gradient de pression dp/dz .

Le gradient axial de pression est calculé à partir du bilan de quantité de mouvement moyen pour le mélange dans une section :

$$\frac{d}{dz}\left(\alpha\rho_v U_v^2 + (1-\alpha)\rho_l U_l^2\right) = -\frac{dp}{dz} - (\alpha\rho_v + (1-\alpha)\rho_l)g - \frac{2}{r_o^2 - r_i^2}(r_i\tau_{w,v} + r_o\tau_{w,l}) \quad (1.79)$$

où $\alpha = \frac{\delta^2 + 2r_i\delta}{r_o^2 - r_i^2}$ est le taux de vide, défini par le rapport de la section de vapeur sur la section totale de la conduite. U_v et U_l sont les vitesses moyennes axiales dans les phases vapeur et liquide respectivement.

Les frottements pariétaux pour le liquide et la vapeur $\tau_{w,l}$ et $\tau_{w,v}$ et le frottement interfacial τ_i sont calculés à partir des lois de Poiseuille ou de Blasius selon que l'écoulement est laminaire ou turbulent :

$$\tau_w = 0.5 f \rho U^2 \quad (1.80)$$

$$\tau_i = -0.5 f_v \rho_v (U_v - U_l) |U_v - U_l| \quad (1.81)$$

$$\text{avec } f = \frac{16}{Re} \text{ pour } Re < 2000$$

$$\text{avec } f = 0.079 Re^{-0.25} \text{ pour } Re > 2000$$

Les variations et le transport de la chaleur axial au sein du film de vapeur sont négligés et on considère que le flux de chaleur pariétal est entièrement transmis à l'interface pour créer de la vapeur :

$$\frac{d\dot{m}_v}{dz} = 2\pi r_i \frac{\phi_w}{h'_{lv}} \quad (1.82)$$

$$h'_{lv} = h_{lv} \left(1 + 0.4 \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-1} Ja + \left(\frac{\rho_l}{\rho_v}\right)^{-1} Ja_{sub} \right) \quad (1.83)$$

La chaleur latente modifiée prend en compte le sous-refroidissement du liquide et l'échauffement du film de vapeur. Suivant que la température ou le flux de chaleur est connu, le flux de chaleur à la paroi peut être remplacé en considérant que l'échange de chaleur dans le film de vapeur est conductif pour simplifier :

$$\phi_w = \frac{\lambda_v(T_w - T_l)}{\delta} \quad (1.84)$$

Il serait possible de considérer un flux convectif ou aussi de faire un calcul de type couche limite dans le film de vapeur.

Pour connaître le profil du film de vapeur, un profil de température ou de flux de chaleur pariétal doit être connu (expérimental ou supposé). L'évolution axiale du débit de vapeur peut alors être calculée avec l'équation 1.83. Ce débit de vapeur permet de calculer de manière itérative l'épaisseur de film δ de telle manière que les équations 1.78 et 1.79 soient toutes deux vérifiées.

En général (pour différentes géométries) et avec quelques approximations, le coefficient de transfert thermique calculé de cette façon est de la forme :

$$h_{stat} = A \left(\frac{\lambda_v^3 h_{lv} g (\rho_l - \rho_v)}{(T_w - T_{sat}) \nu_v L} \right)^{1/4} \quad (1.85)$$

Bromley [11] a étudié des cylindres horizontaux plongés dans un liquide et a proposé pour la constante A les valeurs 0.512 quand il n'y a pas d'écoulement, 0.724 si les frottements sont négligés et 0.62 à partir de la moyenne de mesures expérimentales (L étant le diamètre du cylindre dans ce cas).

Pour une plaque horizontale, Berenson [4] propose d'utiliser la longueur capillaire L_c comme longueur caractéristique, et d'utiliser 0.425 pour A .

Pour des cylindres verticaux, Hsu et Westwater [25] proposent la corrélation :

$$h_{stat} = 0.002 Re_v^{0.6} \left(\frac{\lambda_v^3 g \rho_v (\rho_l - \rho_v)}{\mu_v^2} \right)^{1/3} \quad (1.86)$$

$$Re_v = \frac{4\dot{m}_v}{\pi D \mu_v} \quad (1.87)$$

Le débit de vapeur \dot{m}_v peut être calculé avec $\dot{m}_v = \phi_w \pi D L / h_{lv}$ où L et D sont la longueur et le diamètre du cylindre chauffé.

D'autres modèles existent, prenant en compte une couche limite dans le film de vapeur et dans le liquide, ou encore une contribution radiative dans certains cas.

Ébullition en film transitoire

Quand la paroi est chauffée, les échanges en ébullition en film transitoire sont plus élevés qu'en stationnaire (Auracher et Marquardt [1], Bessiron et coll. [10]). Cette tendance n'est toujours pas bien comprise et peut être modélisée par une transition entre le flux critique et un flux stationnaire à haute température avec une fonction exponentielle (Bessiron et coll. [10]).

Quand la paroi refroidit à partir d'un régime d'ébullition en film stable, la température diminue avec un transfert thermique identique à celui en régime stationnaire (Sakurai et coll. [53], Bessiron et coll. [10]).

Conclusion

Le modèle à deux fluides à phases séparées est couramment utilisé pour représenter l'ébullition en film stationnaire, et convient également pour simuler l'ébullition en film sur une paroi refroidie. Le flux de chaleur en ébullition en film transitoire sur une paroi chauffée est beaucoup plus important qu'en stationnaire mais ce régime n'est pas encore compris.

1.2.6 Remouillage

Quand la température a suffisamment diminué, le liquide commence à remouiller la paroi, ce qui se traduit par une augmentation importante du flux de chaleur. Le remouillage de la paroi, transition entre l'ébullition en film et l'ébullition nucléée est caractérisé par trois points remarquables de la courbe flux de chaleur-température. Le premier point correspond au minimum du flux de chaleur en ébullition en film ϕ_{MFB} (MFB : Minimum Film Boiling), associé à la température T_{MFB} , qui marque la fin de l'ébullition en film et le début du remouillage. Le deuxième point correspond au flux maximum pendant le remouillage et qui marque la fin de la transition et le début de l'ébullition nucléée. Le flux et la température correspondants seront notés $\phi_{CHF, r}$ et $T_{CHF, r}$. Le troisième point introduit se situe entre les deux précédents et correspond au flux et à la température dits de remouillage ϕ_r et T_r . Plusieurs définitions sont données pour ce point : Westbye et coll. [67] et Chen et coll. [15] considèrent le point d'intersection des pentes de l'ébullition en film et de l'ébullition nucléée, Xu [68] considère le début du remouillage c-à-d T_{MFB} , une autre méthode

consiste à calculer le moment où la variation de température est maximale qui correspond au minimum de la dérivée seconde de la température. Nous avons choisi cette dernière définition plus facilement calculable et non sujette à une erreur de lissage des pentes d'ébullition en film ou nucléée. Les différents points définis sont représentés sur les courbes d'évolution de la température, du flux de chaleur et de la dérivée seconde de la température figure 1.11. Plusieurs mécanismes sont d'abord présentés pour modéliser la température du début du remouillage, associée à T_{MFB} ou T_r suivant les cas. Les résultats sur le flux critique de remouillage sont ensuite étudiés.

Remouillage de la paroi

Berenson [4] établit une corrélation pour de l'ébullition sur une surface horizontale dans un bain liquide à saturation en considérant la déstabilisation d'un film de vapeur par une instabilité de Kelvin-Helmoltz qui initierait le remouillage :

$$T_{r, ber} - T_{sat} = 0.127 \frac{\rho_v h_{lv}}{\lambda_v} \left[\frac{g(\rho_l - \rho_v)}{\rho_l + \rho_v} \right]^{2/3} \left[\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/2} \left[\frac{\mu_v}{g(\rho_l - \rho_v)} \right]^{1/3} \quad (1.88)$$

Le contact entre la paroi et le fluide n'étant pas instantané, Henry [21] prit en compte le contact intermittent entre la paroi et le liquide :

$$\frac{T_r - T_{r, ber}}{T_r - T_l} = 0.42 \left[\sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l C_{pl}}{\lambda_w \rho_w C_{pw}}} \frac{h_{lv}}{C_{pw} \Delta T_{r, ber}} \right]^{0.6} \quad (1.89)$$

On reconnaît dans cette expression le rapport des effusivités thermiques du fluide et de la paroi, caractéristiques des transitoires entre deux matériaux (ici le liquide et la paroi) mis en contact.

Spiegler et coll. [61] ont choisi de considérer la surchauffe maximale en ébullition en film comme correspondant à la limite de métastabilité de la vapeur qui, lorsque le fluide est décrit par une équation d'état de type Van Der Walls, vaut :

$$T_{r, vdw} = \frac{27}{32} T_c \quad (1.90)$$

De la même manière que Henry [21], Semeria [58] a pris en compte le contact intermittent entre la paroi et le liquide :

$$T_{r, Sem} = \frac{27}{32} T_c + \sqrt{\frac{\lambda_l \rho_l C_{pl}}{\lambda_w \rho_w C_{pw}}} \left(\frac{27}{32} T_c - T_l \right) \quad (1.91)$$

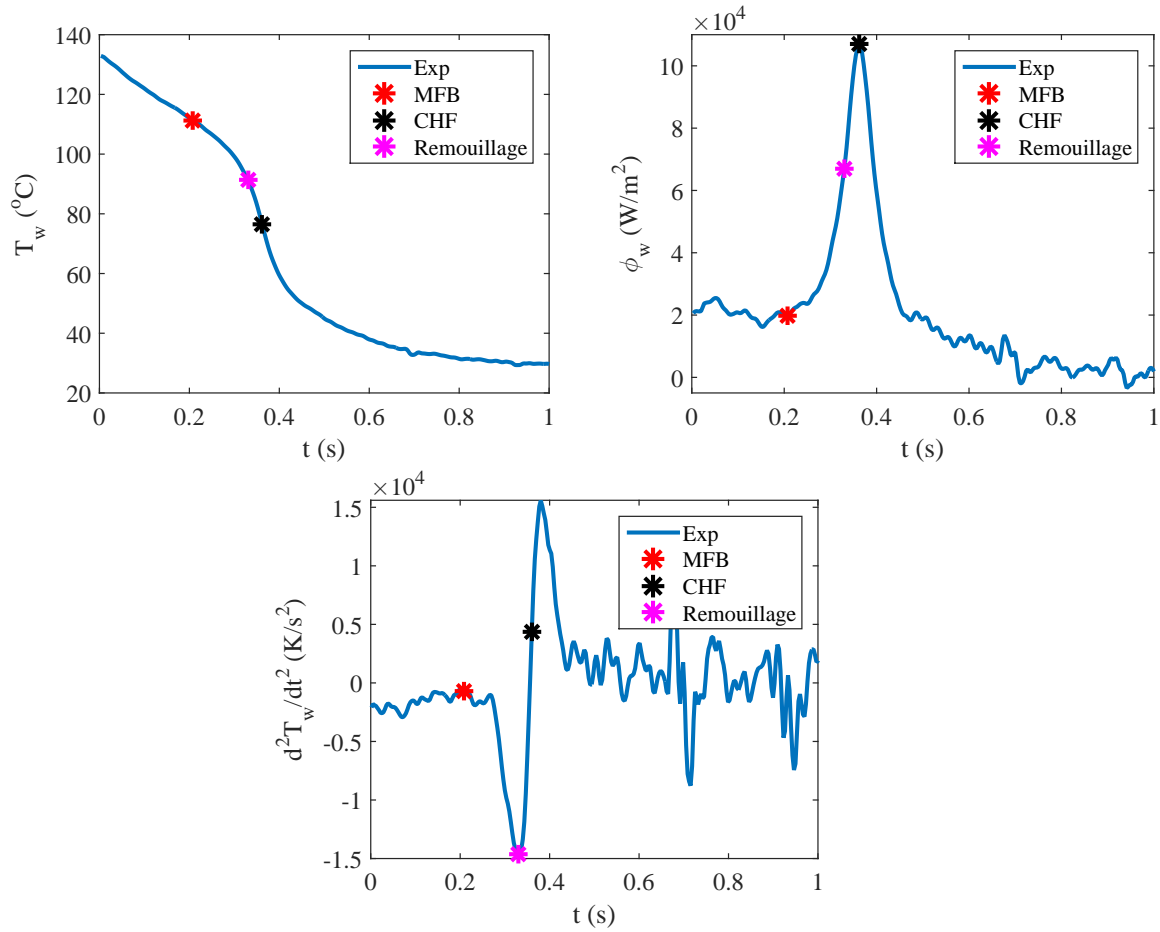


FIGURE 1.11 – Évolution temporelle de la température, du flux de chaleur et de la dérivée seconde de la température avec les points caractéristiques du remouillage : MFB, Remouillage et CHF

Sakurai et coll. [54] ont proposé la corrélation suivante, prenant en compte le contact intermittent paroi/liquide, et la température et pression critique :

$$T_r = T_I + \frac{\lambda_l \rho_l C_{p_l}}{\lambda_w \rho_w C_{p_w}} (T_I - T_{sat}) \quad (1.92)$$

$$T_I = 0.92 T_c \left[1 - 0.26 \exp \left(-20 \frac{p}{p_c} \left(1 + \frac{1700}{p_c} \right)^{-1} \right) \right] \quad (1.93)$$

Flux critique de remouillage

D'après Auracher et Marquardt [1] il n'y a pas d'hystérésis entre le chauffage et le refroidissement sur le flux critique quand le liquide est pur. Cependant ils observent une diminution du flux critique avec le taux de refroidissement (Fig. 1.12). La température correspondant au flux critique de remouillage $T_{CHF, r}$ reste inchangée.

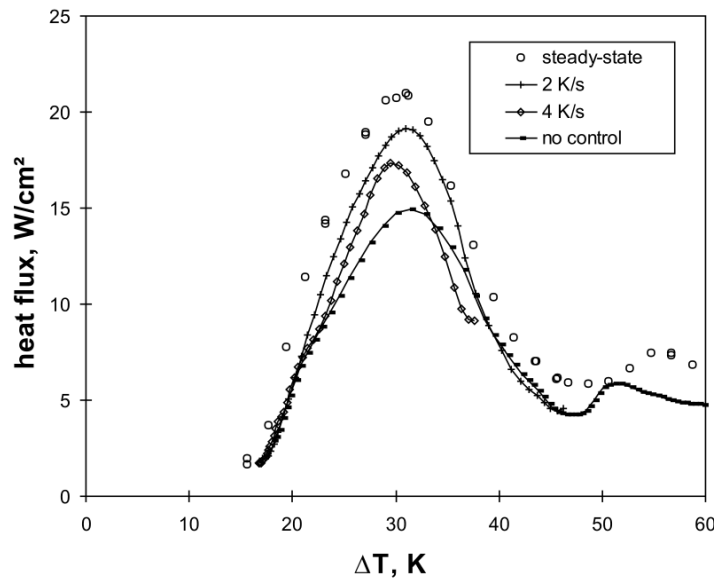


FIGURE 1.12 – Remouillage transitoire en stationnaire et avec différents taux de refroidissement (Auracher et Marquardt [1])

Sakurai et coll. [53] ont également observé une baisse du flux critique lors du refroidissement d'une paroi recouverte initialement d'un film de vapeur. Ils ont estimé le flux critique transitoire à environ 80% du flux stationnaire. La surchauffe au flux critique était quand à elle $15K$ au dessus de sa valeur en régime stationnaire. Sakurai et coll. ont également observé que le flux minimum d'ébullition en film était inchangé pendant un transitoire.

Conclusion

Le remouillage correspond à un régime transitoire entre l'ébullition en film et l'ébullition nucléée caractérisé par trois températures. La fin de l'ébullition en film et la température de remouillage peuvent être modélisées par des mécanismes de déstabilisation d'interface hydrodynamique ou thermodynamique. La température

correspondant au flux critique de remouillage est identique à la température correspondant au flux critique de passage en film. Un refroidissement transitoire ne semble pas changer ces températures.

1.3 Conclusion

Les principaux mécanismes du transfert thermique entre une paroi et un fluide ont d'abord été présentés dans ce chapitre de manière générale, en montrant les principales différences entre le régime stationnaire et une situation transitoire ; cette dernière situation correspond à celle qui peut être rencontrée dans une situation accidentelle de type RIA.

Ces différents types d'échange thermique (convection, ébullition nucléée, ébullition en film), ainsi que les transitions entre les différents régimes (déclenchement de l'ébullition, passage en film, remouillage), ont ensuite été détaillés. De nombreux modèles et corrélations existent et représentent bien les échanges de chaleur paroi-fluide en régime stationnaire. Par contre, les évolutions transitoires ont été moins étudiées et n'apportent pour la plupart que des résultats qualitatifs et non des modélisations.

Pour établir des modèles prédictifs du transfert thermique pendant un transitoire rapide, dans la plus grande similitude possible avec l'écoulement dans un cœur nucléaire, une expérience de laboratoire a été construite (Visentini [66]). Le chapitre suivant présente ce dispositif expérimental.

Chapitre 2

Dispositif expérimental

2.1 Introduction

Le cœur d'une centrale nucléaire de type réacteur à eau pressurisée "REP" comporte 205×264 crayons de combustibles cylindriques verticaux chacun (fig 2.1) qui dégagent de la chaleur par fission nucléaire. Le rayon d'un crayon de combustible est de 4,75 mm et le pas du réseau de crayons est de 12,6 mm (détails dans [22]). La hauteur de l'assemblage est de 4,8 m. Le fluide baignant les crayons est de l'eau circulant de bas en haut à une température d'environ 300 °C et à une pression de 155 bars (pression à laquelle la température de saturation vaut 345 °C). La vitesse moyenne du liquide entre les crayons est de l'ordre de 5 m/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds d'environ 500 000.

Le flux généré en régime permanent dans le cœur est de 0,6 MW/m² et le flux maximal permis avant de passer en situation accidentelle est de l'ordre de 1,6 MW/m². Dans les essais de tests RIA PATRICIA (études de cas accidentels [7]), le flux de chaleur transféré au fluide est de l'ordre de 10 MW/m² et il a été observé des montées en température de paroi d'environ 1000 °C/s.

Si on s'intéresse aux nombreux paramètres à respecter, reproduire avec une exacte similitude un accident RIA s'avère difficile. En effet, il faut tenir compte des paramètres géométriques des barreaux de combustibles, des caractéristiques de surface et du matériau composant ces barreaux, des propriétés du fluide à l'état liquide et à l'état gazeux, ... Les nombres adimensionnels importants sont :

- Le rapport des propriétés physiques du liquide et de la vapeur
- Le rapport des propriétés physiques de la paroi et du fluide
- Le nombre de Jakob $Ja = \frac{\rho_l C_{p,l}(T_l - T_{sat})}{\rho_v h_{lv}}$, qui caractérise le ratio de la chaleur

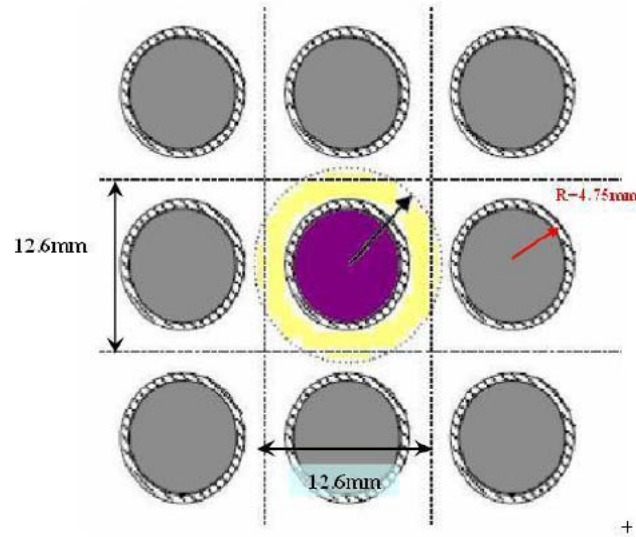


FIGURE 2.1 – Coupe dans un plan horizontal d'un motif élémentaire de 3×3 crayons de combustible nucléaire

sensible à la chaleur latente, i.e. l'énergie servant à élever un volume de liquide d'une température ΔT comparée à l'énergie nécessaire à créer le même volume de vapeur

- Le nombre de Reynolds Re , qui caractérise l'inertie du fluide par rapport à sa viscosité
- Le nombre de Weber We qui caractérise l'inertie du fluide par rapport à sa tension superficielle

À cela se rajoutent les contraintes techniques pour la construction de l'expérience et pour simuler la chauffe du crayon de combustible. Les essais PATRICIA et NSRR ont été réalisés en similitude, mais l'instrumentation a été alors difficile à mettre en place et imprécise. Après le retour d'expérience et d'analyse de ces essais, l'IRSN a souhaité pouvoir caractériser finement les processus gouvernant le transfert thermique, à savoir la température de paroi et la formation de vapeur, qui sont essentiels pour les écoulements bouillants. Par contre, la similitude complète n'est plus envisageable dans ce cas là. Après une analyse dimensionnelle du problème et de nombreux essais, Visentini [66] a construit le dispositif expérimental utilisé pendant la thèse.

Cette partie commence par la description de la section d'essai et de la boucle expérimentale. Le choix de la géométrie de la section d'essai est justifié a posteriori de sa conception, en s'appuyant sur une caractérisation de l'écoulement monophasique

dans la section d'essai par simulations numériques et par mesures par vélocimétrie par imagerie de particules. Les moyens de mesure sont ensuite décrits : la température de paroi est mesurée avec une caméra infrarouge, dont on déduit le flux transféré de la paroi vers le fluide. L'utilisation d'une caméra rapide permet d'observer les différents régimes de l'ébullition et d'estimer la taille des bulles ou du film de vapeur.

2.2 Section d'essais

2.2.1 Géométrie

La cellule d'essai a une section semi-annulaire (fig 2.2). Le demi-cylindre intérieur est une feuille de métal chauffée par effet Joule (clinqant) et simule le crayon de combustible chauffant. La feuille de métal est collée à deux plaques de quartz d'épaisseur 3 mm, de largeur 42 mm et de 200 mm de longueur. Cet ensemble est mis dans une cellule en aluminium. Les rayons r_i et r_o des demi-cylindres intérieur et extérieur sont de 4,2 mm et 17 mm. Cette géométrie a été choisie (Visentini [66]) pour représenter un crayon de combustible et le fluide alentour avec une géométrie proche de la géométrie annulaire modèle, couramment utilisée en thermohydraulique nucléaire. Le rayon du demi-cylindre intérieur est à peu près égal au rayon d'un barreau de combustible. Par contre, le rayon du demi-cylindre extérieur a dû être pris plus important que dans la géométrie modèle. En effet, un demi-cylindre extérieur en verre de faible rayon est plus difficile à obtenir techniquement et aurait aussi induit de fortes distorsions optiques, gênant les visualisations. Le diamètre hydraulique D_h est défini par $D_h = 4 S/P$, avec S l'aire de la section de fluide, et P le périmètre mouillé. Dans le cas d'un réacteur REP, ce diamètre vaut $D_{h,REP}=11,78$ mm, pour une géométrie annulaire $D_{h,annul.} = 2(r_o - r_i)=25,6$ mm et pour une géométrie semi-annulaire $D_{h,semi-annul.} \approx 37,5$ mm. Le diamètre hydraulique de la section d'essai est ainsi trois fois plus grand que dans la géométrie modèle d'un écoulement autour d'un barreau de combustible. Il sera montré cependant qu'une équivalence est possible entre les deux. La géométrie semi-annulaire permet d'avoir un accès optique à la paroi chauffée avec une caméra infrarouge. La visualisation infrarouge permet la mesure de la température de paroi sur un grand champ spatial (≈ 100 mm \times 100 mm) et avec une très bonne précision temporelle (sur des temps de 100 ms à 1 ms). Une boîte de visualisation autour de la section semi-annulaire permet d'éviter certaines distorsions optique pour les visualisations par camera rapide. La hauteur du demi-cylindre chauffé est de 200 mm. Il sera montré par la suite que cette hauteur est suffisante pour établir de la convection ou de l'ébullition en film.

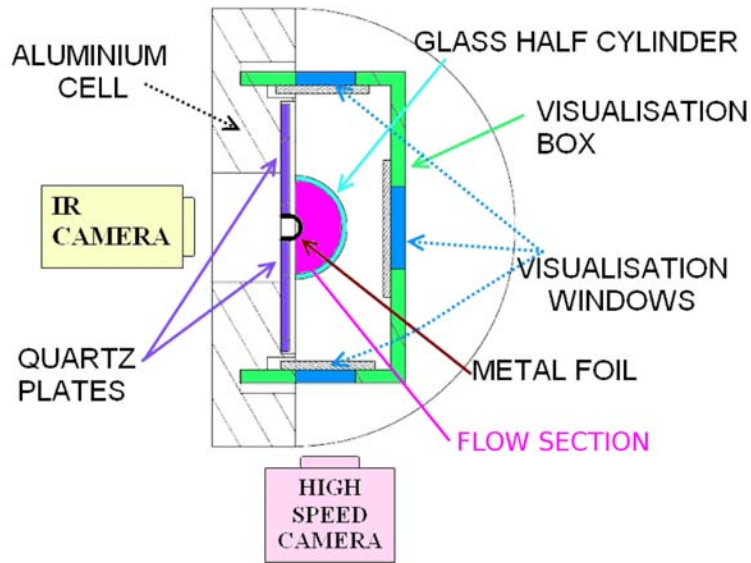


FIGURE 2.2 – Coupe de la cellule d'essai

2.2.2 Réfrigérant

Utiliser de l'eau pour les expériences demanderait trop de puissance. Le fluide utilisé est du 1-méthoxyheptafluoropropane ($C_3F_7OCH_3$), appelé HFE7000 (3M). Ce fluide a été choisi (Visentini [66]) pour sa faible température de saturation à pression atmosphérique (34 °C), sa faible chaleur latente de vaporisation (10 fois plus petite que pour l'eau à 155 bars, pour laquelle la chaleur latente de vaporisation est d'environ 970 kJ/kg) et pour la réduction du flux critique qui s'ensuit. En effet, à pression atmosphérique, la corrélation de Zuber [69] prédit un flux critique de 1,11 MW/m² pour l'eau tandis que pour le HFE7000 le flux prédit n'est que de 0,17 MW/m². Ces caractéristiques permettent de faire des tests en ébullition fortement transitoire avec des puissances raisonnables. Les principales propriétés physiques du HFE7000 sont données dans la table (2.1) à température de saturation et à pression atmosphérique.

2.2.3 Chauffage du demi-cylindre intérieur

La feuille de métal chauffée a une surface semi-cylindrique en contact avec le fluide, mais a une surface plus grande pour le collage aux plaques de quartz. Sa largeur totale est de 22,2 mm (un demi-cercle de 4,2 mm de rayon et deux bandes de 4,5 mm collées au quartz). Son épaisseur est de 50 μ m et sa longueur 200 mm. Le métal

$\rho_l [kg/m^3]$	$c_{p,l} [J/(kgK)]$	$\lambda_l [W/(mK)]$	$\nu_l [m^2/s]$	$\sigma [N/m]$
1385,8	1300	0,075	$0,32 \cdot 10^{-6}$	$11,45 \cdot 10^{-3}$
$\rho_v [kg/m^3]$	$C_{p,v} [J/(kgK)]$	$\lambda_v [W/(mK)]$	$\nu_v [m^2/s]$	$h_{lv} [kJ/kg]$
8,26	975	0,0135	$0,293 \cdot 10^{-6}$	132

TABLE 2.1 – Propriétés du HFE7000 à température de saturation et pression atmosphérique

utilisé est un acier AISI304 dont les propriétés sont les suivantes : $\rho_w=7930 \text{ kg/m}^3$, $C_{p,w}=500 \text{ J/kgK}$ et $\lambda_w=16,3 \text{ W/mK}$.

L'effet Joule est obtenu en branchant la feuille de métal à une alimentation SORENSEN SGA. Cette alimentation couvre une gamme de courant de 0 à 250 A et une gamme de tension de 0 à 40 V. On peut piloter l'alimentation avec tout type de signal avec un temps de réponse de l'ordre de la milliseconde. Une mesure de tension U est faite sur une longueur de 100 mm au milieu du clinquant grâce à un boîtier d'acquisition *National Instrument*. Un ampèremètre ITB 300-S LEM permet de mesurer le courant I passant dans le circuit sur une gamme 0-300 A avec un temps de réponse à 300 A de moins de $1\mu s$. Cet ampèremètre est placé autour d'un branchement de l'alimentation et fonctionne grâce à l'effet Hall : une bobine entoure la tresse sortant de l'alimentation, et quand un courant I est imposé, une tension apparaît aux bornes de la bobine et peut être relié à l'intensité du courant I . Cette mesure ne nécessite pas de branchement direct au circuit de l'alimentation et peut être placée à n'importe quel endroit puisque le courant est le même tout le long du circuit. L'évolution du courant est aussi relevée avec le boîtier d'acquisition *National Instrument*. Ce couple de mesures permet ainsi de calculer la puissance dissipée par effet Joule P et la résistance électrique R dans ces 100 mm de clinquant chauffé avec $P = UI$ et $R = U/I$. La figure 2.3 montre les branchements électriques.

L'alimentation est contrôlée grâce au logiciel *LabView* de *National Instrument*. Le contrôle peut se faire de différentes manières. Si on impose le courant I , on fait des tests avec une puissance par effet Joule constante P . On peut alors observer comment la température et le flux de chaleur évoluent, mais on ne les contrôle pas. Un contrôle proportionnel en température a également été mis en place pendant le stage de Scheiff V. [56] avec le logiciel *LabView*. Un étalonnage permet d'obtenir la variation de la résistance en fonction de la température $R = R_0 + a(T_w - T_0)$ avec $R_0 \approx 0.03\Omega$, $a \approx 5.10^{-5}\Omega/K$ et $T_0 \approx 313K$. Le contrôle en température se fait par

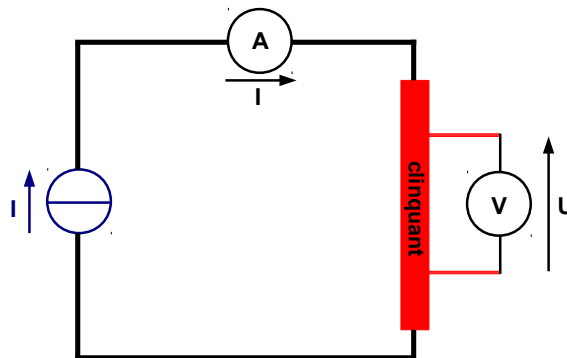


FIGURE 2.3 – Branchements électriques

l'intermédiaire du contrôle de la résistance R mesurée. Ainsi, la température imposée est la température moyenne sur la zone de mesure de tension de 100mm et non une mesure locale. Néanmoins, ce contrôle permet d'avoir des temps de réponse plus rapides que les thermocouples et ne nécessite pas de mesure intrusive. On a choisi un contrôle uniquement proportionnel pour garder une dynamique rapide et parce qu'on n'a pas observé de grand dépassement de consigne. Cette boucle de contrôle permet d'imposer des variations de températures (constante ou rampe) proche de la consigne mais ne sert pas à la mesure de la température de paroi. Cette dernière est mesurée de manière précise par la thermographie infrarouge qui est décrite plus tard.

2.2.4 Circuit hydraulique

La section d'essai est placée dans une boucle expérimentale pour imposer un écoulement turbulent établi vertical dans la section d'essai. Un schéma de cette boucle est représenté figure 2.4. Le fluide est mis en mouvement par une pompe volumétrique permettant des vitesses de fluide dans la section d'essai allant jusqu'à 2 m/s , ce qui correspond à un nombre de Reynolds $Re=280\ 000$. Avant de passer dans la section d'essai, le fluide traverse un divergent, un nid d'abeille, un convergent et une conduite de même géométrie que la section d'essai de 1m de longueur. Ainsi, l'écoulement est pleinement établi en amont de la section. Nous étudions des écoulements avec des nombres de Reynolds Re allant de $10\ 000$ à $50\ 000$, donc pleine-

ment turbulents.

Un débitmètre à effet Coriolis *Coriolis Micro Motion, Série F* permet de mesurer des débits jusqu'à 3600 L/h. Son incertitude nominale est de $\pm 0.15\%$ en volume.

En amont de la conduite d'établissement de l'écoulement se trouve un échangeur de chaleur. Cet échangeur est connecté à un circuit d'eau à température contrôlée par un refroidisseur TERMOTEK P805 ayant une stabilité de $\pm 0.1K$.

Des thermocouples de type K, reliés au boîtier d'acquisition *National Instrument* permettent de mesurer la température du liquide à différents endroits de la boucle.

Un capteur *KELLER* de pression absolue permet de mesurer la pression au niveau de la section d'essai. La pression maximale mesurable est de $3bar$ avec une précision de 0.1% . La pression au niveau de la section d'essai est ajustée à $1bar$ en enlevant ou rajoutant du liquide dans la boucle expérimentale. La marge de contrôle en pression est limitée à environ 200-300 mbar autour de 1 bar. Quand la pression dépasse $1,3bar$, il n'est pas possible de se ramener à la pression atmosphérique et il faut en tenir compte pour la température de saturation du liquide.

2.3 Écoulement dans la section d'essai

Les échanges de chaleur en convection forcée sont dépendants de la structure de l'écoulement. La géométrie de la section d'essai n'étant pas courante, une étude bibliographique puis des mesures expérimentales et des simulations numériques ont permis de caractériser l'écoulement en section semi-annulaire.

2.3.1 Revue bibliographique des écoulements en section annulaire et partiellement annulaire

Les études de la littérature sur les écoulements dans des conduites partiellement annulaires concernent les échangeurs de chaleur. Sparrow et coll. [60], Soliman et coll. [59] et Ben Ali et coll. [3] ont étudié des écoulements pour des sections étant des portions angulaires d'une géométrie annulaire pour des angles d'ouverture allant de 5° à 350° . Cependant, ces études étaient en écoulement laminaire. Tao et coll. [64] et Li et coll. [38] ont étudié des écoulements turbulents pour des angles d'ouverture de 18° à 40° . Li et coll. ont trouvé que le coefficient de frottement augmentait avec l'angle d'ouverture et qu'il variait entre 0.03 et 0.02 quand le nombre de Reynolds Re variait de 10 000 à 50 000 pour un angle d'ouverture de 40° .

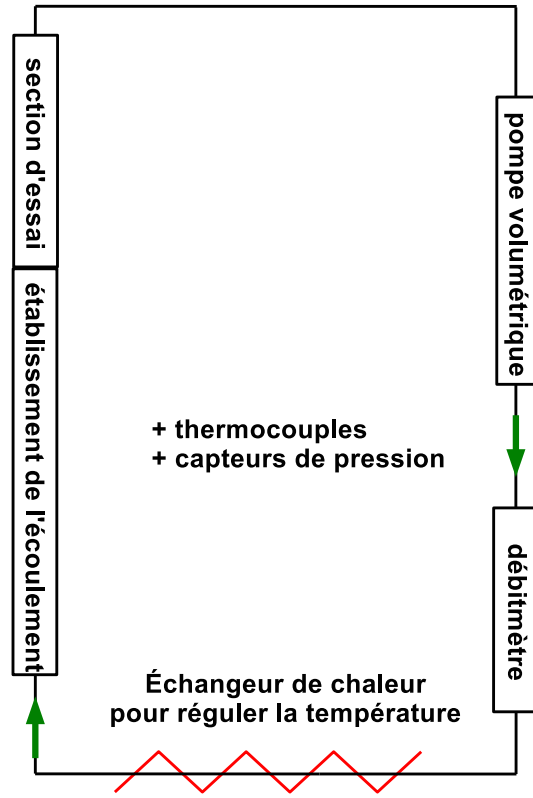


FIGURE 2.4 – Schéma de la boucle expérimentale

La géométrie annulaire a été beaucoup étudiée et se rapproche de la géométrie semi-annulaire. Kaneda et coll. [30] ont développé un modèle pour un écoulement turbulent dans une section annulaire, validé par plusieurs résultats numériques et expérimentaux. Les caractéristiques d'une section annulaire sont r_i et r_o , les rayons intérieur et extérieur de la section, r étant la position radiale. D_h et S sont le diamètre hydraulique et la surface de la section. La vitesse moyenne u_m est définie à partir du débit volumique Q par

$$u_m = Q/S \quad (2.1)$$

. Le nombre de Reynolds de la conduite s'écrit

$$Re = \frac{\rho u_m D_h}{\mu} \quad (2.2)$$

avec ρ la densité du fluide et μ la viscosité dynamique. D_h correspond au diamètre

hydraulique défini à partir du périmètre mouillé et de la section de la conduite.

Les pertes de charge régulières dans une conduite sont caractérisées par le coefficient de frottement de Darcy f_D qui se déduit du gradient de pression $\frac{dp}{dz}$:

$$f_D = -\frac{dp}{dz} \frac{D_h}{0.5\rho u_m^2} \quad (2.3)$$

Le gradient de pression est lié au frottement pariétal τ_w , ainsi le coefficient de frottement de Fanning f_F est défini à partir du frottement pariétal moyen le long du périmètre mouillé $\tau_{w,m}$:

$$f_F = \frac{\tau_{w,m}}{0.5\rho u_m^2} \quad (2.4)$$

Les deux coefficients de frottement sont simplement reliés par la relation $f_D = 4f_F$. Kaneda et coll. [30] ont choisi d'utiliser la définition de Fanning et ont modélisé la dépendance du coefficient f_F en fonction du nombre de Reynolds par :

$$\sqrt{\frac{2}{f_F}} = 1.61 + \frac{1}{0.436} \ln(Re) - \frac{550}{Re\sqrt{\frac{f_F}{2}}} - \frac{1}{0.436} \ln\left(\sqrt{\frac{2}{f_F}}\right) \quad (2.5)$$

Avec f_F on peut déduire $\tau_{w,m}$ de 2.4, puis $\tau_{w,i}$ et $\tau_{w,o}$ les frottements pariétaux intérieurs et extérieurs avec les relations :

$$\tau_{w,m} = \frac{r_i\tau_{w,i} + r_o\tau_{w,o}}{r_i + r_o} \quad (2.6)$$

$$\frac{\tau_{w,i}}{\tau_{w,o}} = \frac{r_o}{r_i} \left(\frac{r_0^2 - r_i^2}{r_0^2 - r_i^2} \right) \quad (2.7)$$

r_0 , la position du zero du frottement total, est calculée avec Rehme [49] :

$$\frac{r_0 - r_i}{r_o - r_0} = \left(\frac{r_i}{r_o} \right)^{0.386} \quad (2.8)$$

Cette relation étant établie pour des nombre de Reynolds Re allant de 20 000 à 200 000.

Les frottements pariétaux permettent d'adimensionner la vitesse et la distance à la paroi interne :

$$u^+ = \frac{u}{u^*} = u \sqrt{\frac{\rho}{\tau_w}} \quad (2.9)$$

$$y^+ = \frac{\rho y u^*}{\mu} = \frac{\rho(r - r_i)u^*}{\mu} \quad (2.10)$$

Suivant l'indice i ou o respectivement, ces grandeurs seront rendues sans dimension par le frottement pariétal intérieure ou extérieure respectivement.

Kaneda et coll. [30] estiment le profil de u^+ à partir d'une équation de la forme d'une loi logarithmique en vitesse :

$$u^+ = A + \frac{1}{\kappa} \ln(y^+) \quad (2.11)$$

Ils proposent $A = 6.13$, et d'utiliser une constante de Von Karman adaptée à la géométrie annulaire $\kappa = 0.436$.

A notre connaissance, il n'y a pas eu d'étude d'une section semi-annulaire tandis que l'écoulement en section annulaire est très bien documenté. Ainsi, nous comparons nos résultats expérimentaux et numériques en section semi-annulaire à la littérature sur la section annulaire.

2.3.2 Mesures expérimentales par Vélocimétrie par Imagerie de Particules (PIV)

La mesure des vitesses par imagerie de particules est une technique non intrusive donnant accès aux vitesses instantanées dans un plan de l'écoulement. Le fluide estensemencé de particules, qui sont éclairées par un laser. Deux photos sont prises à un intervalle de temps réduit et les positions des particules de la première photo sont corrélées à celles de la deuxième photo. La vitesse des particules peut ainsi être déduite de leur déplacement et de l'intervalle de temps.

Les mesures ont été faites dans le plan de symétrie de la section d'essai (figure 2.5), avec de l'eauensemencée de microsphères de Méthylmethacrylate contenant de la teinture fluorescente. Cette ensemencement a été fait de manière à avoir un faible nombre de Stokes pour que les particules suivent bien le fluide et ne le perturbent pas.

Le laser utilisé était un "Nd :YAG" QUANTELE TWIN ULTRA avec une longueur d'onde de 532 nm et délivrant une énergie de 30 mJ pour deux impulsions de 7 ns à 15 Hz. La durée entre deux pulses du laser variait entre 80 et 140 μ s suivant la vitesse de l'écoulement. Les images étaient enregistrées par une caméra Sensicam PCO avec une optique MACRO NIKON avec un objectif 105 mm. Le capteur était de résolution 1376 px \times 1040 px. Des sphères de Methyl Metacrylateencapsulant de la Rhodamine B ont été utilisées pour l'ensemencement de l'écoulement. Elles avaient un diamètre

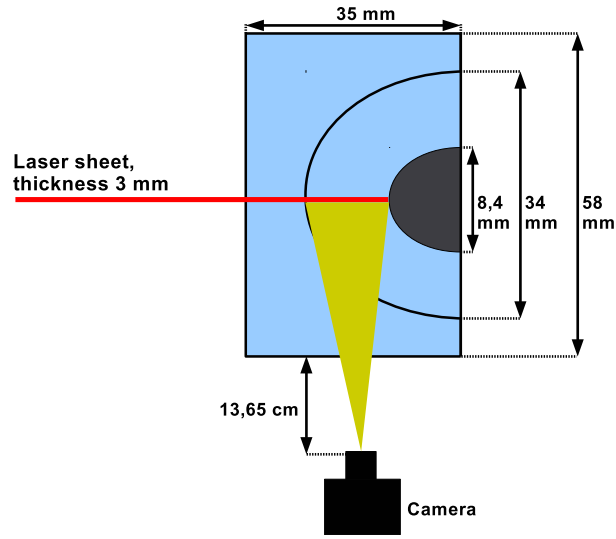


FIGURE 2.5 – Schéma de la mesure de l'écoulement par Vélocimétrie par Imagerie de Particules

moyen de $10 \mu\text{m}$. Le nombre de Stokes associé à ces particules dans l'écoulement a été évalué. Ce nombre est égal au ratio du temps de réponse des particules de l'ensemencement de densité ρ_p : $t_p = \rho_p d_p^2 \mu_l = 0,1 \text{ ms}$ et du temps de réponse de l'écoulement $t_f = l_e / u^* = 0,3 \text{ s}$ où l_e est la longueur intégrale. Le nombre de Stokes est inférieur 0,05 pour ces expériences.

Les vitesses moyennes et les vitesses turbulentes ont été calculées avec le logiciel Davis. Leur calcul est fait par corrélation croisée en 3 passes, la première se faisant sur une fenêtre de $64 \text{ px} \times 64 \text{ px}$ et la dernière sur une fenêtre de $16 \text{ px} \times 16 \text{ px}$, avec un recouvrement de 50%. Une étude de convergence a montré que les vitesses moyennes et turbulentes se stabilisent à partir de 1000 images. Les distorsions optiques sont négligeables proche du demi-cylindre intérieur mais sont importantes proche du demi-cylindre extérieur. L'écoulement n'a donc pas été étudié dans cette zone. Plus de détails peuvent être trouvés dans la thèse de Visentini [66].

2.3.3 Simulations numériques avec StarCCM+ : détails et validation

Les mesures par PIV se limitent au plan de symétrie de la section. Des simulations avec le logiciel StarCCM+ ont permis l'étude de l'écoulement dans le reste de la section. Le modèle numérique et le maillage sont d'abord présentés. Les simula-

tions numériques sont ensuite validés dans une configuration 2D axisymétrique par la comparaison avec des résultats théoriques et expérimentaux en écoulement annulaire.

La partie fluide est modélisée par deux régions. L'écoulement turbulent est calculé avec un modèle $k - \varepsilon$ loin des parois et par un modèle bas Reynolds proche des parois. Une méthode de gradient hybride Gauss-LSQ est utilisée pour la résolution des équations. Un maillage polyédrique est utilisé dans la zone centrale avec des mailles de taille $\approx 0.1mm$ au centre. La figure B.1 montre le maillage utilisé pour les simulations semi-annulaires. Étant donné que la section a un plan de symétrie, seule la moitié est maillée. La face a correspond au plan de symétrie, les faces b , c et d ont des conditions limites de type paroi. Près des parois (b , c et d), un maillage raffiné est utilisé pour $y^+ < 60$, composé de n cellules de taille en progression géométrique décroissante de raison 1, 1 (en accord avec la documentation de StarCCm+). n varie entre 20 et 60 (fig B.2).

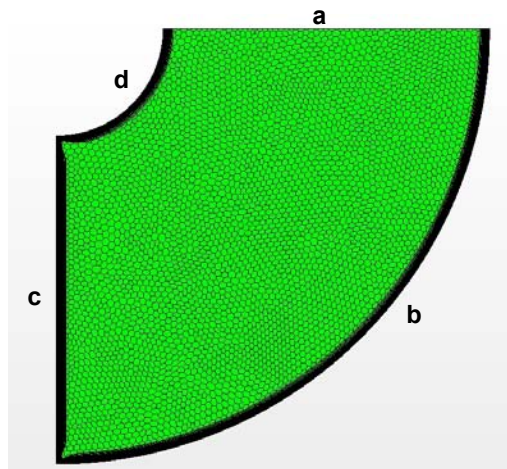


FIGURE 2.6 – Maillage de la section complète

Pour les simulations 2D axisymétriques, une couche du domaine de simulation entre deux plans de symétrie est utilisée. Le maillage est toujours raffiné proche des parois. Ce maillage sera validé par comparaison avec les résultats expérimentaux de Kang et coll. [31] et les résultats théoriques de Kaneda et coll. [30].

Dans la direction de l'écoulement, le maillage de la section est extrudé sur 1 mètre avec 100 couches. Cette taille a également été étendue à 2 m suivant la longueur

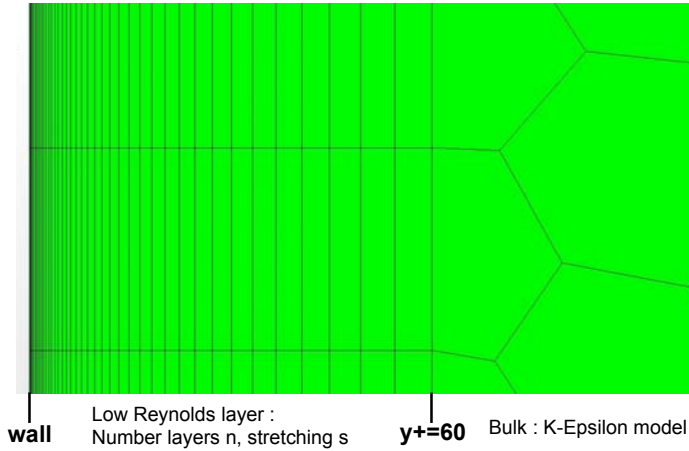


FIGURE 2.7 – Maillage raffiné, près des parois

d'établissement de l'écoulement (expériences de Kang et coll. [31]). Un débit est imposé comme condition d'entrée.

Une étude de convergence en maillage a été faite sur la vitesse de frottement u^* dans un écoulement annulaire avec turbulence établi. Pour une taille de maille de 0,1 mm au centre, les résultats dépendent du nombre n de mailles dans la région proche paroi. La figure 2.8 montre l'erreur absolue entre les résultats des simulations numériques et les résultats de la théorie de Kaneda et coll. [30]. Pour $n > 20$, les résultats sont convergés.

Les équations de quantité de mouvement et de continuité peuvent être résolues de manière couplée ou découplée suivant les cas. La résolution de l'écoulement se fait avec un couplage pression-vitesse de type Rhie-et-Chow, avec un algorithme SIMPLE-type. Les simulations sont exécutées jusqu'à ce que les résidus se stabilisent et atteignent des valeurs d'environ 0,01 pour la continuité et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, et d'environ 0,001 pour la quantité de mouvement et l'énergie cinétique turbulente.

Les simulations numériques sont d'abord validées avec une configuration 2D axi-symétrique par une comparaison aux résultats expérimentaux de Kang et coll. [31] avec du R113 dans une section annulaire de rayons intérieur $r_i = 7,9$ mm et extérieur $r_o = 19$ mm. La figure 2.9 montre une comparaison des profils de vitesse axiale pour l'expérience 4 avec un nombre de Reynolds de 31 500. Il y a un bon accord entre

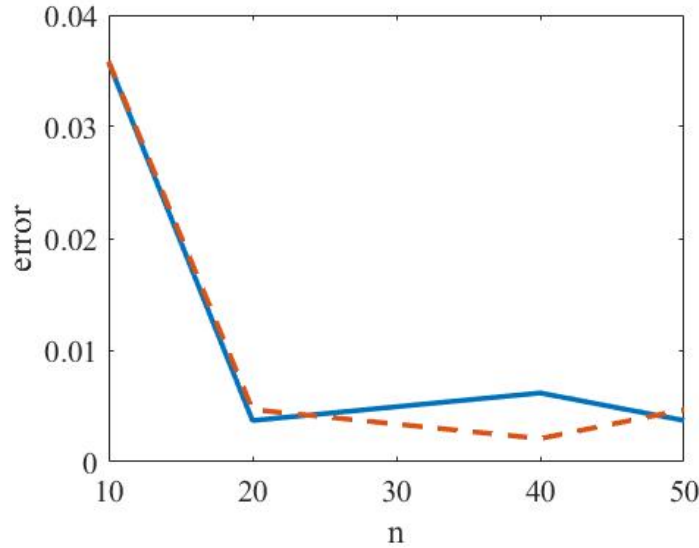


FIGURE 2.8 – Convergence de l’erreur *error* sur la vitesse de frottement en fonction du nombre de maille n : erreur sur u_i^* en trait plein, sur u_o^* en pointillés

la simulation, l’expérience et la modélisation de Kaneda. On peut observer dans la région centrale ($0.2 < r^* < 0.4$) une légère différence entre le modèle et à la fois la simulation et l’expérience. Dans la théorie, cette zone résulte d’un simple raccord entre deux lois log, ce qui peut expliquer la différence. Proche paroi interne il y a une différence entre l’expérience et à la fois la théorie et la simulation. Cela peut s’expliquer par la difficulté d’avoir des mesures précises de vitesse en proche paroi.

Des simulations 3D avec un maillage similaire à celui de la figure B.1 mais avec conditions de symétrie aux faces a et c ont également été faites et ont donné des résultats en accord avec ceux des simulations 2D.

Le maillage semble bien adapté pour reproduire un écoulement en section annulaire, on a donc supposé que la même méthode de maillage conviendrait à la simulation d’un écoulement semi-annulaire.

2.3.4 Résultats

L’écoulement est d’abord étudié dans le plan de symétrie : les mesures par PIV ont été faites dans ce plan et il semble logique que ce soit dans ce plan que l’écoulement se rapproche le plus d’un écoulement en géométrie annulaire. Les mesures par PIV ayant été faites avec de l’eau, le fluide utilisé dans le modèle de Kaneda et dans

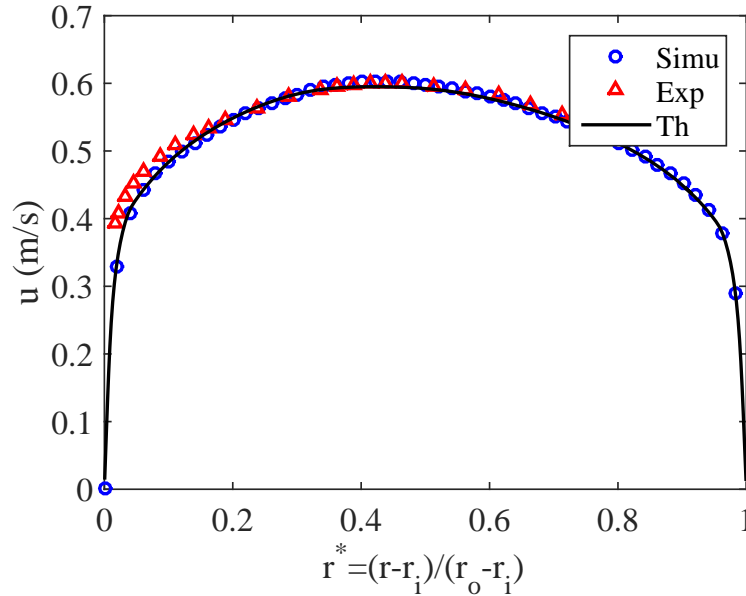


FIGURE 2.9 – Profils de vitesse axiale pour une section annulaire remplie de R113 ($r_i = 7.89mm$, $r_o = 19.01mm$, $Re = 31\ 500$), expérience 4 de Kang et coll. [31]. Résultats par PIV (Δ), résultats des simulations numériques (\circ) et équation 2.5 de Kaneda et coll. (—)

les simulations sera de l'eau dans cette partie. Pour comparer nos résultats dans une géométrie semi-annulaire aux résultats donnés par la théorie de Kaneda, nous devons définir une loi de similitude permettant de considérer deux écoulements dans ces deux géométries différentes comme équivalents. Nous avons choisi de garder les mêmes caractéristiques géométriques, r_i et r_o , et de changer le débit Q . Le débit équivalent en géométrie annulaire Q_{eq} est calculé de manière à avoir la même vitesse maximale u_{max} dans les deux géométries. Les paramètres de plusieurs tests expérimentaux sont donnés table 2.2. Le ratio $\frac{Q}{Q_{eq}}$ reste constant, autour de 2,2 pour des nombres de Reynolds supérieurs à 15 000. Des simulations de l'écoulement avec du HFE7000 ont montré que ce ratio $\frac{Q}{Q_{eq}}$ est indépendant du fluide utilisé. Ce doit être une caractéristique géométrique : la surface d'une section annulaire étant deux fois la surface d'une section semi-annulaire équivalente, on s'attend à ce que le débit Q_{eq} pour avoir la même vitesse maximale soit au moins deux fois le débit Q . De plus, l'intensité de l'écoulement dans les portions angulaires de la section semi-annulaire est nécessairement moindre qu'en son centre, où se situe donc le maximum. Le débit permettant cette vitesse doit être plus grand que le débit original. Le ratio $\frac{Q_{eq}}{Q}$ reste

tout de même non loin de 2, on peut donc supposer que la plus grande partie de la section semi-annulaire garde un profil de vitesse proche de celui dans le plan de symétrie.

Q [L/s]	Re	u_{max} [m/s]	Q_{eq} [L/s]	Re_{eq}
0, 20	8 700	0, 630	0, 44	13 200
0, 31	13 400	0, 944	0, 67	20 200
0, 40	17 400	1, 238	0, 894	26 800
0, 51	22 100	1, 542	1, 122	33 700
0, 61	26 500	1, 858	1, 360	40 800

TABLE 2.2 – Paramètres des tests pour la mesure par PIV

Les profils de vitesse axiale sont montrés figure 2.10 pour des nombres de Reynolds 8 700, 14 000 et 26 500. Les profils expérimentaux, théoriques et simulés sont similaires, avec une différence absolue en dessous de 5%. On retrouve la même asymétrie des profils en géométrie annulaire et semi-annulaire, avec un décalage du maximum de vitesse vers la paroi intérieure. Les profils de la contrainte de cisaillement totale simulée et théorique sont similaires aussi (figure 2.11). Le frottement pariétal intérieur et extérieur calculé dans la géométrie annulaire équivalente modélise bien celui simulé en géométrie semi-annulaire. La position du zéro de la contrainte de cisaillement est aussi décalée vers la paroi intérieure. La différence de frottement pariétal entre les parois intérieure et extérieure doit être à l'origine de l'asymétrie des profils de vitesse axiale et de contrainte de cisaillement.

La figure 2.12 montre des profils expérimentaux et simulés de l'énergie cinétique turbulente $k_e = 0.5(u'^2 + v'^2 + w'^2)$, avec u' , v' et w' les vitesses turbulentes axiale, radiale et azimutale. On ne mesure pas la composante azimutale et on suppose une isotropie entre les vitesses radiale et azimutale, et donc que $w' = v'$. On peut voir que la mesure des vitesses turbulentes est assez bonne et que simulations et expériences donnent des profils proches.

Le frottement pariétal peut être déduit des profils de vitesse axiale. On suppose que le profil proche paroi peut être modélisé par une loi logarithmique, avec les mêmes paramètres que Kaneda et coll. (eq. 2.11) et on fait ensuite une optimisation sur la position de la paroi pour avoir une loi logarithmique avec y^+ compris entre 30 et 100. La table 2.3 récapitule les résultats. Le coefficient de frottement théorique est calculé à partir de l'équation 2.5. Les différentes valeurs sont en bon accord, ce

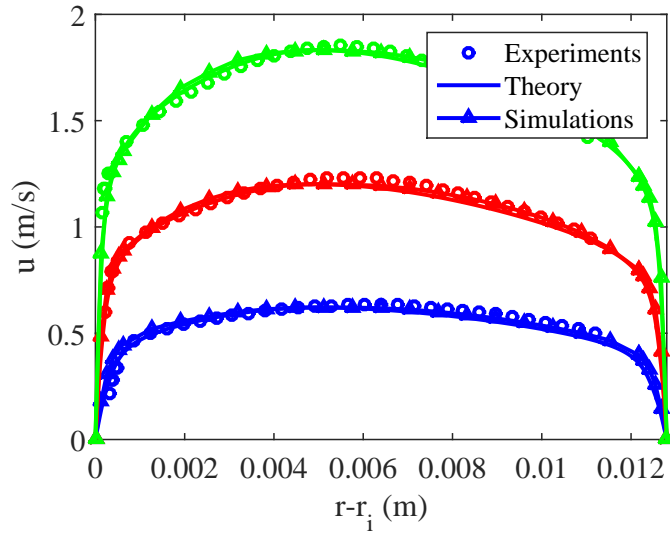


FIGURE 2.10 – Profils de vitesse axiale : expériences et simulations en géométrie semi-annulaire, théorie en géométrie annulaire - $Re = 8\ 700$ en bleu, $17\ 400$ en rouge et $26\ 500$ en vert

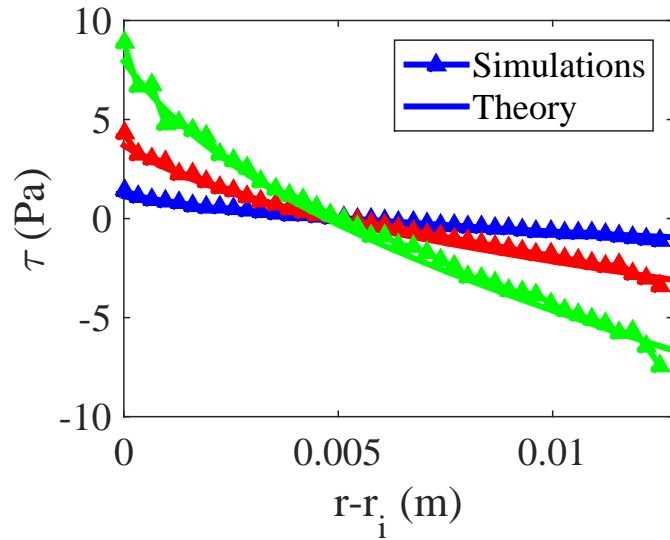


FIGURE 2.11 – Profils de contrainte de cisaillement

qui valide encore les simulations. Des deux cotés, l'écoulement annulaire équivalent a le même frottement pariétal que l'écoulement semi-annulaire. Les simulations et

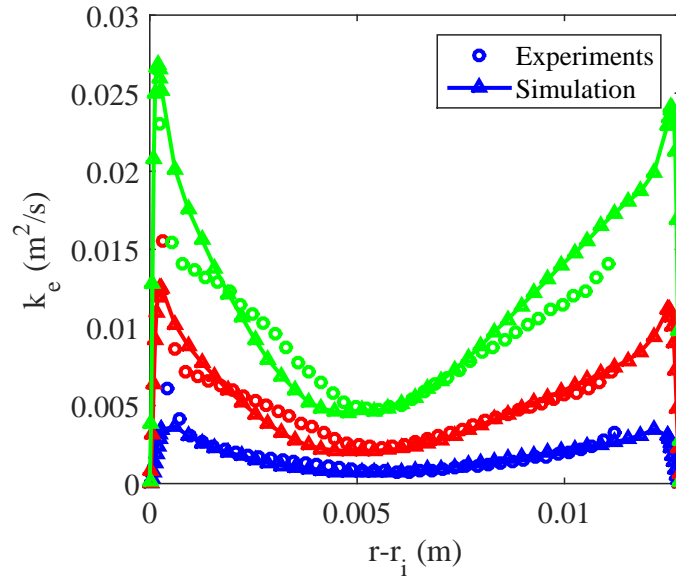


FIGURE 2.12 – Profils d’énergie cinétique turbulente pour 3 nombres de Reynolds : $Re = 8\,700$ en bleu, $17\,400$ en rouge et $26\,500$ en vert

la théorie nous informent que le frottement pariétal intérieur est plus important que celui extérieur. Rappelons que u^* dépend du nombre de Reynolds mais aussi des caractéristiques du fluide, alors que le ratio u^*/u_m ne dépend que du nombre de Reynolds.

Re	$u_{i,exp}^* [m/s]$	$u_{i,th}^* [m/s]$	$u_{i,simul}^* [m/s]$	$u_{o,th}^* [m/s]$	$u_{o,simul}^* [m/s]$
8 700	0.034	0.034	0.036	0.031	0.032
13 400	0.048	0.049	0.051	0.045	0.046
17 400	0.061	0.062	0.062	0.057	0.056
22 100	0.075	0.076	0.077	0.070	0.070
26 500	0.088	0.090	0.090	0.083	0.081

TABLE 2.3 – Vitesses de frottement pariétal pour différents nombres de Reynolds

Les profils de vitesse adimensionnée $u^+ = u/u^*$ sont superposés (fig. 2.13) avec un bon accord avec la loi logarithmique pour la gamme $[30, 300]$ de y^+ . Puisque le frottement pariétal diffère entre la paroi intérieure ou extérieure, les profils sont adi-

mensionnés par le frottement pariétal correspondant à la paroi la plus proche, i.e. u_i^* proche de la paroi intérieure et u_o^* proche de la paroi extérieure. Les vitesses de frottement en géométrie annulaire équivalente sont similaires à celles en géométrie semi-annulaire, pour les parois intérieures et extérieures. $u_{i,exp}^*$ étant déterminée par un lissage des données expérimentales par une loi log avec les mêmes paramètres (A et κ) que la théorie, il est logique que les profils soient superposés. Par contre, la loi logarithmique des simulations est obtenue indépendamment, et l'accord entre les courbes reste bon.

La figure 2.14 montre des isocontours et des profils de la vitesse axiale pour différentes positions azimutales. L'angle 0 correspond à la paroi (axe des x) et l'angle $\pi/2$ correspond au plan de symétrie. Les profils de vitesse ne changent pas beaucoup dans le quart proche du plan de symétrie. Après un angle de $\pi/4$, les profils commencent à devenir symétriques, i.e. la position du maximum de vitesse se déplace vers le centre de l'écoulement (radialement) et les frottements pariétaux tendent à être égaux. En se rapprochant de la paroi intermédiaire, l'écoulement perd de son intensité. On remarque les mêmes tendances sur les variations azimutales de vitesse de frottement (fig 2.15) : d'abord le frottement varie peu dans le quart proche du plan de symétrie puis décroît quand on se rapproche de la paroi. Étant donné que l'écoulement a plus d'intensité autour de l'angle $\pi/2$ de la conduite, on y retrouve les valeurs de frottement les plus importantes.

Le ratio $u_m^*/u_{m,\theta}$ est tracé figure 2.16 en fonction de l'angle azimutal. $u_{m,\theta}$ est la vitesse moyenne d'un écoulement annulaire ayant un profil de vitesse identique au profil de vitesse en section semi-annulaire à un angle θ . Les lignes pleines correspondent au ratio calculé pour l'écoulement annulaire équivalent. Loin des parois, où l'écoulement est pleinement turbulent, le ratio $u_m^*/u_{m,\theta}$ est constant et en bon accord avec les valeurs de Kaneda et coll. [30].

En intégrant le frottement pariétal sur le périmètre d'une section on calcule le gradient de pression le long de la conduite. De ce gradient on peut calculer le coefficient de frottement de Darcy f_D (eq. 2.3). La figure 2.17 de gauche montre le coefficient f_D pour différents nombres de Reynolds et pour différentes géométries. On rappelle la corrélation de Blasius $f_D = 0.316Re^{-0.25}$, établie pour une conduite cylindrique. Les corrélations en géométries cylindrique et annulaire se superposent, comme le montrent Kaneda et coll. [30]. Le coefficient de frottement dans une portion de 40° d'une section annulaire est similaire à celui mesuré pour notre géométrie semi-annulaire. Par contre, les coefficients de frottement dans une portion d'une géométrie annulaire

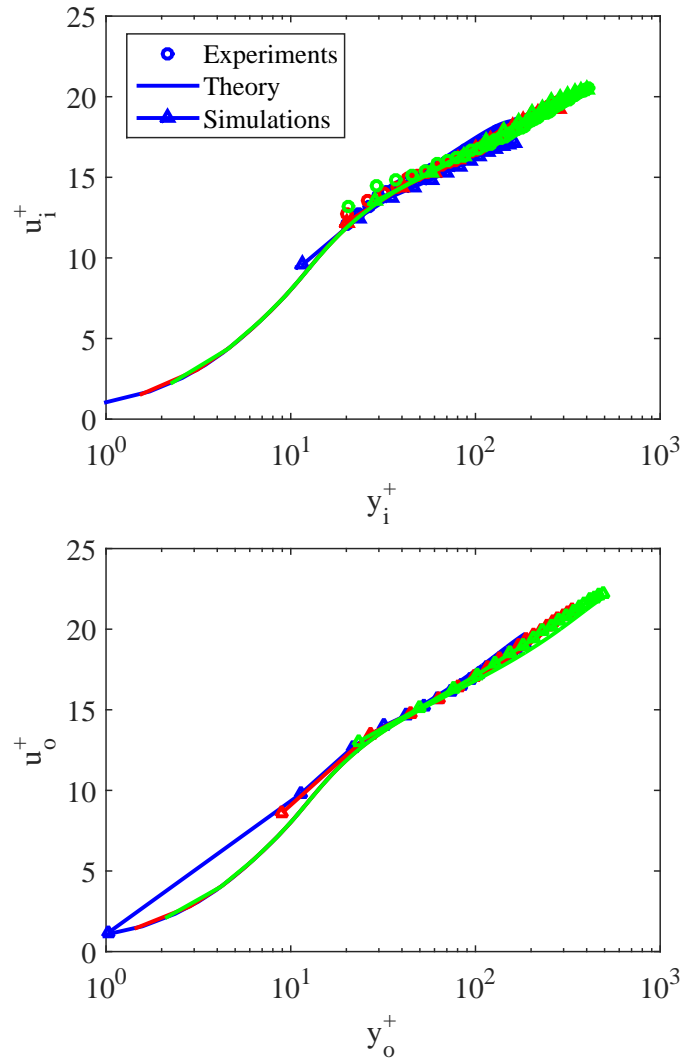


FIGURE 2.13 – Comparaison entre les profils expérimentaux, théorique et simulés de $u^+(y^+)$ proche du cylindre intérieur (u_i^+) et du cylindre extérieur (u_o^+). Les couleurs correspondent à trois nombres de Reynolds différents : $Re = 8\,700$ en bleu, $17\,400$ en rouge et $26\,500$ en vert

sont inférieurs à ceux en géométrie annulaire ou cylindrique. Ainsi, ce n'est pas tant la forme de la conduite (annulaire ou cylindrique) qui a une influence sur le coefficient de frottement mais plutôt la présence des parois additionnelles présentes dans les portions de géométrie annulaire. En effet, la présence de ces parois ralentit le fluide,

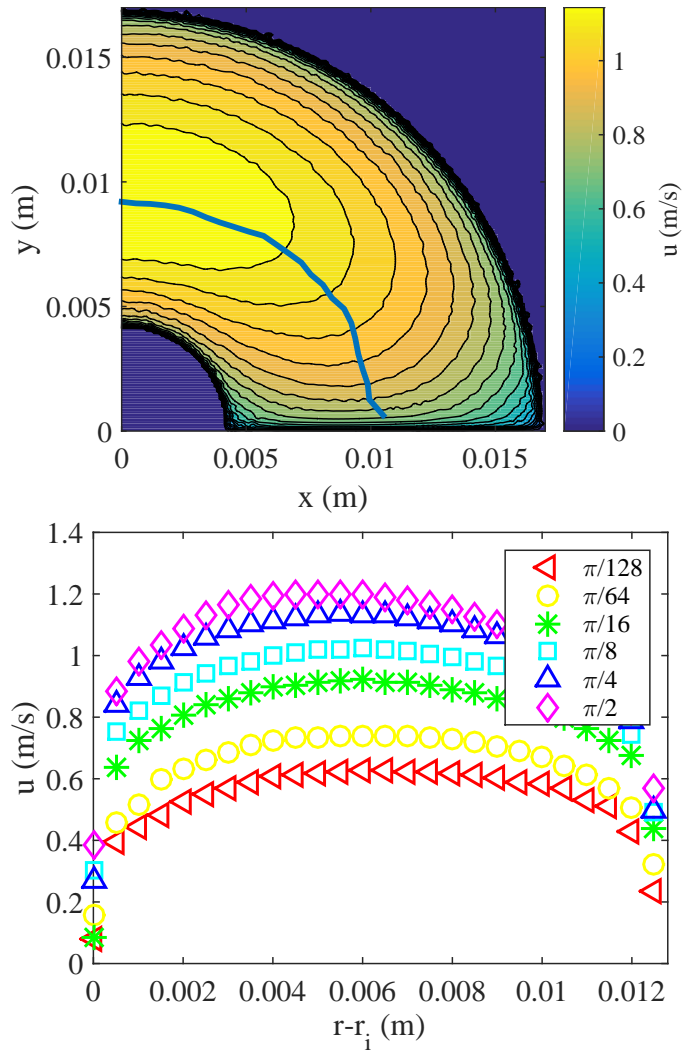


FIGURE 2.14 – Vitesse axiale ($Re = 17400$)

et on a vu au début de cette section qu'il était nécessaire de définir une équivalence pour comparer la géométrie annulaire à la géométrie semi-annulaire. La figure 2.17 de droite montre de nouveau le coefficient de Darcy. Les résultats en portion de géométrie annulaire sont toujours représentés en fonction du nombre de Reynolds tandis que les résultats en géométrie cylindrique et annulaire sont représentés en fonction du nombre de Reynolds équivalent Re_{eq} (table 2.2). On peut voir alors que les différentes courbes se regroupent bien.

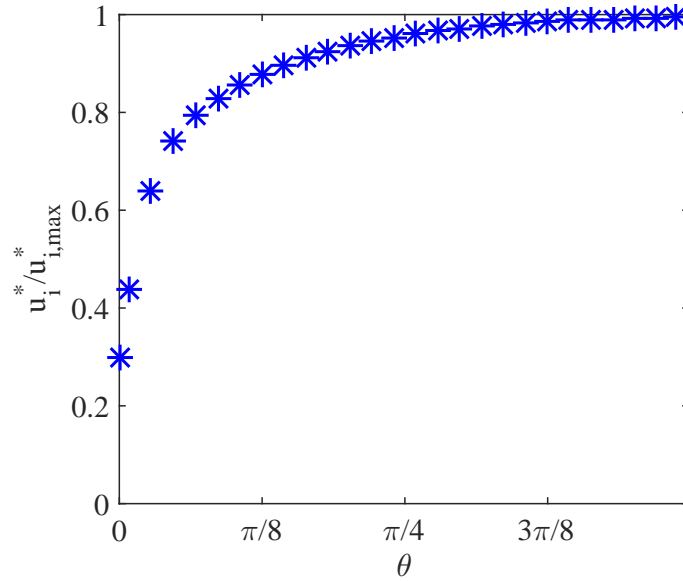


FIGURE 2.15 – Vitesse de frottement adimensionnée en fonction de l’angle à la paroi ($Re = 17400$)

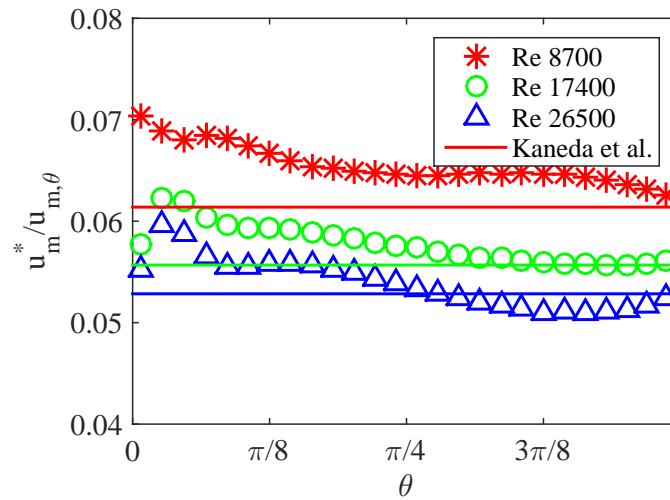


FIGURE 2.16 – Frottement moyen adimensionné par la vitesse moyenne en fonction de la position azimutale

La géométrie semi-annulaire a été choisie pour à la fois être représentative de la géométrie quasi annulaire d’un écoulement autour d’un barreau de combustible tout

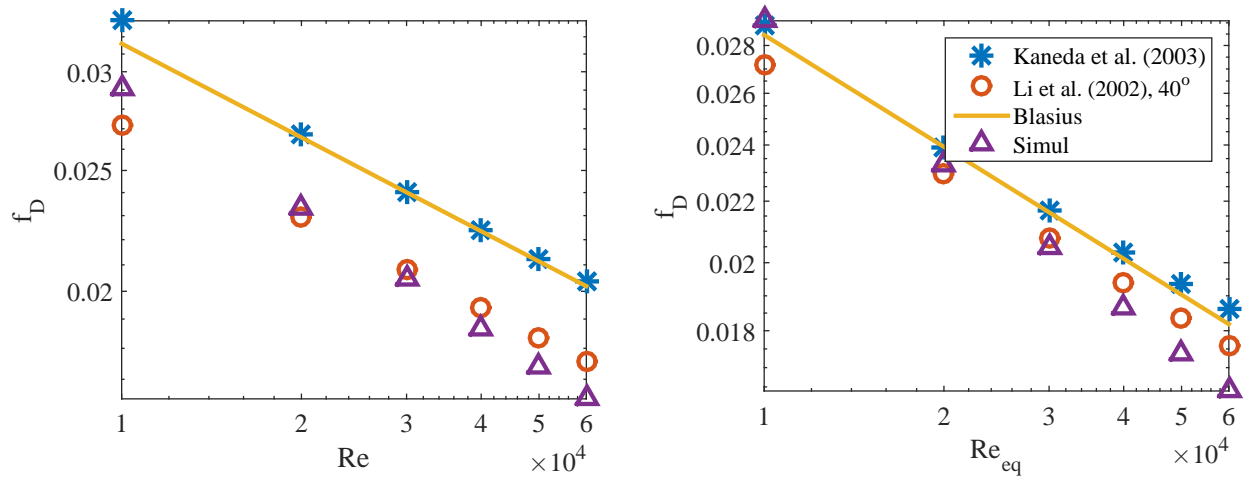


FIGURE 2.17 – Coefficient de frottement de Darcy en fonction du nombre de Reynolds à gauche, et en fonction du nombre de Reynolds équivalent à droite pour les géométries annulaire et cylindrique

en répondant à des contraintes techniques de mesure. En définissant un écoulement annulaire équivalent, avec les mêmes rayons intérieur r_i et extérieur r_o , mais avec un débit à peu près deux fois plus grand, nous avons montré que les résultats étaient similaires dans le plan de symétrie de la section d'essai. D'une part cela permet une modélisation simple de cette partie de l'écoulement, et d'autre part cela valide la simplification de la géométrie d'intérêt.

2.4 Mesures

2.4.1 Thermographie infrarouge

Tout objet émet un rayonnement dont le flux lumineux total L est décrit par la loi de Stefan-Boltzmann :

$$L = \epsilon \sigma T_w^4 \quad (2.12)$$

avec ϵ l'émissivité de l'objet et qui dépend de la longueur observée, $\sigma=5,67 \times 10^{-8}$ W/m²K⁴ la constante de Stefan-Boltzmann et T_w la température de l'objet. À "basse" température, de l'ambiante à environ 600 °C, ce qui inclut notre plage de température mesurée, les objets rayonnent majoritairement dans l'infrarouge. Grâce à la géométrie semi-cylindrique de la section d'essai, on a un accès optique au dos de notre paroi

chauffée. On peut ainsi mesurer sa puissance rayonnée avec une caméra et remonter à sa température sans perturber l'écoulement. Le capteur d'une caméra mesure la puissance rayonnée dans une certaine gamme de longueur d'onde plus ou moins restreinte. Dans notre cas, comme le rayonnement se fait majoritairement dans l'infrarouge, on va utiliser une caméra infrarouge pour mesurer la température de notre paroi.

On utilise une caméra CEDIP JADE III MWIR sensible dans la gamme de longueur d'onde 3,5-5,1 μm (infrarouge moyen). Le capteur est refroidi à 79 K par un cycle Stirling. Il est de type Focal Plan Array et a une résolution de 240 px \times 320 px. Suivant l'optique utilisée, on peut observer toute la paroi chauffée visible, environ 100 mm \times 8 mm, ou une zone précise de quelques millimètres. On peut ainsi voir le développement de phénomènes macroscopiques comme l'établissement spatial d'une couche limite thermique ou l'avancée d'un front d'ébullition. On peut également voir des phénomènes microscopiques, comme les variations locales de température dues à la nucléation de bulles. En pleine résolution spatiale, la fréquence d'acquisition maximale est de 350 Hz tandis qu'en windowing maximum on peut atteindre 1400 Hz. Ainsi, on peut observer des phénomènes lents ou rapides, même si pour observer des phénomènes rapides il faut limiter la taille du champ d'observation. La plupart des expériences sont faites à une fréquence entre 150 Hz et 300 Hz sur un grand champ de 8 mm \times 100 mm, avec ainsi une résolution spatiale d'environ 2,4 px/mm.

La caméra a 16 000 niveaux de gris qui ne sont pas linéairement liés à la température. Le temps d'intégration correspond au temps pendant lequel le capteur est exposé au rayonnement. Suivant le temps d'intégration utilisé, la température maximale pouvant être mesurée va changer, tout comme la dynamique. En effet, pour un long temps d'intégration on aura une bonne dynamique sur les températures basses mais la caméra va vite saturer. Pour un faible temps d'intégration, on va pouvoir mesurer des températures plus hautes mais on perdra de la dynamique à basse température. On peut également placer une lame de verre entre la caméra et la paroi pour absorber du rayonnement et ainsi garder un temps d'intégration plus élevé.

D'après l'équation 2.12, l'intensité lumineuse émise dépend de l'émissivité du corps observé ϵ . Pour améliorer la mesure, il vaut mieux mesurer le maximum d'intensité lumineuse et donc avoir un objet avec une émissivité élevée, la plus proche de 1. Une feuille de métal ayant généralement une faible émissivité, on recouvre la paroi coté caméra de peinture noire BELTON SPECTRAL RAL 9005 NOIRE MATE. La surface a ainsi une émissivité de 0,94 dans la gamme de longueur d'onde

3-5 μm . L'émissivité est toujours donnée quand le flux lumineux est perpendiculaire à la surface. Dans notre cas, la surface observée est courbe, donc pour éviter de faire des erreurs de mesure d'émissivité et de flux lumineux on ne mesure l'intensité lumineuse que sur une zone d'environ 1 mm de largeur, au centre de la paroi chauffée.

Pour établir la relation entre un niveau de gris et une température il est nécessaire de faire un étalonnage. Pour cela, on utilise un corps noir i.e. un corps dont on connaît l'émissivité ϵ_{CN} (généralement proche de 1) et dont on peut fixer la température. Ainsi, pour une température donnée, on peut relever le niveau de gris correspondant avec la caméra. En appelant N le niveau vu par la caméra, ce que la caméra mesure en voyant le corps noir à une température T s'écrit :

$$N_{CN}(T) = \epsilon_{CN}N_{CN,ideal}(T) + (1 - \epsilon_{CN})N_{amb} \quad (2.13)$$

avec ϵ_{CN} l'émissivité du corps noir, N_{amb} le niveau mesuré à température ambiante et le niveau $N_{CN,ideal}$ qu'aurait mesuré la caméra si le corps noir était idéal, i.e. d'émissivité 1. On peut ainsi déterminer à partir de cette courbe d'étalonnage la relation entre $N_{CN,ideal}$ et T :

$$N_{CN,ideal}(T) = \frac{N_{CN}(T) - (1 - \epsilon_{CN})N_{amb}}{\epsilon_{CN}} \quad (2.14)$$

Quand la caméra observe la paroi chauffée, elle voit :

$$N_{SE}(T) = \epsilon_{SE}N_{CN,ideal}(T) + (1 - \epsilon_{CN})N_{amb} \quad (2.15)$$

avec ϵ_{SE} l'émissivité de la peinture. On a donc une relation entre le niveau vu par la caméra de la paroi N_{SE} et la température T par l'intermédiaire de l'étalonnage $N_{CN}(T)$.

L'étalonnage dépendant de la température ambiante par l'intermédiaire de N_{amb} , il faut réétalonner à chaque changement de température ambiante. Un hublot de Calcium Fluoride (CaF_2), transparent aux infrarouges, est placé entre la caméra et la section d'essai en cas de fuites. Il n'est pas enlevé pendant l'étalonnage et donc est pris en compte.

L'étalonnage est effectué avec deux corps noirs suivant les tests. Pour des tests à "basse" température, de 20 °C à 90 °C, on utilise un corps noir DCN 1000 N4 de la société HGH. Sa surface noire a une émissivité de 0,98 dans la gamme d'infrarouge de la caméra et des éléments Peltier permettent de réguler la température avec une bonne précision. Il couvre la plage de 20 °C à 80 °C avant une précision de 0,3 °C. Pour les tests à haute température, de 20 °C à 250 °C, on utilise un corps noir de la

série 4181 de chez Fluke qui permet de monter jusqu'à 300 °C. Son défaut est de ne pas donner une température réelle mais une température radiative. On lui donne une émissivité et la température affichée correspond à la température qu'on verrait si ce corps avait cette émissivité. On n'a pas trouvé le détail du calcul effectué par le corps noir pour donner cette température radiative à partir de sa mesure de température réelle et de son émissivité, et en plus il est réglé pour travailler dans la gamme d'infrarouge 8-14 μm . Pour utiliser ce corps noir, nous fixons donc le paramètre émissivité à 1 et nous vérifions que sur la gamme commune des deux corps noirs (de 40 °C à 80 °C), nous retrouvons la même courbe d'étalonnage. En fin de thèse, un corps noir haute température dans la gamme 3-5 μm a été acheté. Le choix s'est porté sur un corps noir ECN 100 N6 de la société HGH, avec une surface d'émissivité 0,98 et couvrant la plage de 20 °C à 550 °C. Des tests ont permis de vérifier que sur la gamme de 20 °C à 80 °C les deux corps noirs de la société HGH (avec la même émissivité) rayonnaient de la même manière.

La peinture au contact de la feuille de métal n'a pas été prise en compte. Suivant son épaisseur et ses propriétés physiques, l'ajout d'une masse thermique pourrait influencer sur les temps de réponse de la paroi ainsi que sur une possible inhomogénéité de la température de paroi entre le côté en contact avec le fluide et le côté visible par la caméra infrarouge. Une étude pour caractériser ses propriétés thermiques et son influence sera faite.

2.4.2 Température de paroi T_w et flux de chaleur ϕ_w

Grâce à la thermographie infrarouge, on peut mesurer la température de la surface du demi-cylindre chauffé en contact avec l'air libre. Or la grandeur que nous cherchons à caractériser est la température de la surface en contact avec le HFE7000. Il est légitime de se demander si cette température est homogène dans l'épaisseur de la paroi. Les transferts de chaleur entre la paroi et l'air sont négligeables par rapport à des transferts de chaleur par convection forcée ou ébullition du côté liquide, on considère donc que la surface en contact avec l'air est adiabatique. Pour vérifier si le gradient de température dans l'épaisseur de la feuille de métal est négligeable, nous calculons le nombre de Biot Bi qui compare la résistance thermique de la paroi à la résistance thermique du fluide. On considère un fort transfert de chaleur côté liquide caractérisé par un coefficient de transfert de chaleur $h=6000 \text{ W/m}^2\text{K}$ (caractéristique d'un régime d'ébullition nucléée transitoire). Le nombre de Biot vaut alors $Bi = \frac{e_w h}{\lambda_w} = 0,018$, e_w étant l'épaisseur de la feuille de métal et λ_w sa conduc-

tivité thermique. Le nombre de Biot étant faible devant 1 nous considérons que la température est homogène dans la paroi. De plus, le temps de diffusion dans la paroi est de l'ordre de $\tau_{diff,w} = \frac{e_w^2}{\alpha_w} = 0,6$ ms. Ce temps est suffisamment petit devant les temps de variation de la température de paroi les plus courts (≈ 10 ms) pour considérer qu'il n'y aura pas de décalage temporel entre l'évolution de la température de paroi des deux cotés.

On mesure une puissance P dissipée dans le clinquant par effet Joule en relevant l'intensité I du courant le traversant et la tension U aux bornes d'une bande de longueur L . La feuille de métal a une largeur l (demi-cercle en contact avec le liquide et bandes pour le collage) et une épaisseur e_w . La puissance volumique dissipée est donc $p = \frac{U I}{L e_w l}$. Considérons maintenant une tranche de clinquant, autour du plan de symétrie, d'angle $d\theta$ et de longueur dL (fig 2.18).

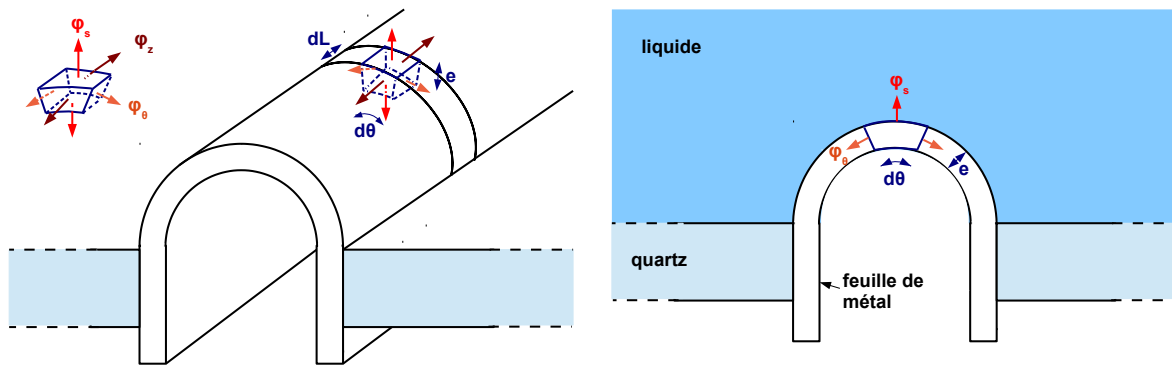


FIGURE 2.18 – Schéma de la tranche de calcul pour le flux transféré au liquide

La puissance dissipée dans cette tranche s'écrit $e_w d\theta dL p$ et va contribuer d'une part à augmenter la température de cette tranche par $\rho_w C_{p,w} e_w d\theta dL \frac{dT_w}{dt}$ et d'autre part va être échangée aux différentes surfaces. Parmi ces flux, deux sont extérieurs (surfaces avant et arrière) et 4 sont conductifs. On a considéré que la surface arrière était adiabatique donc pour les surfaces extérieures seul le flux de chaleur vers le liquide ϕ_w est à prendre en compte, sur une surface $d\theta dL$. Nous mesurons la température dans la zone haute de la partie chauffée, où les couches limite thermique sont établies et où il y a peu de gradient de température axiale, on considère donc que les flux conductifs axiaux sont négligeables. La zone de mesure est limitée au centre du demi-cercle, au niveau du centre de symétrie où les flux azimutaux sont théoriquement nuls. Notre zone de mesure déborde très peu du centre pour éviter

les variations d'émissivité avec l'angle de courbure du clinquant, et des observations expérimentales et de simulations numériques ont montré que la température variait très peu dans la zone centrale. On considère alors que les flux conductifs azimutaux sont aussi négligeables. On écrit alors :

$$e_w d\theta dL p = \rho_w C_{p,w} e_w d\theta dL \frac{dT_w}{dt} + d\theta dL \phi_w \quad (2.16)$$

On peut donc obtenir le flux de chaleur de la paroi vers le liquide à partir de l'évolution de la température de paroi :

$$\phi_w = \phi_{gen} - \rho_w C_{p,w} e_w \frac{dT_w}{dt} \quad (2.17)$$

avec $\phi_{gen} = \frac{U I}{L l}$.

On peut se demander si il y a des pertes à travers le collage vers les plaques de quartz qui maintiennent le clinquant. Des simulations COMSOL ont été faites (Visentini [66]) et ont montré que ces pertes étaient négligeables pendant les temps caractéristiques des essais (inférieurs ou de l'ordre de la seconde). Un autre moyen de le vérifier serait de mesurer la température du quartz avec un thermocouple ou la caméra infrarouge et de s'assurer qu'elle ne varie pas.

Considérer les flux conductifs axial et radial nuls peut être discutable quand on s'intéresse à des phénomènes tels le passage en film ou le remouillage où des zones chaudes (en ébullition en film) côtoient des zones plus froides (en ébullition de transition). Nous avons cependant vérifié que ces flux étaient négligeables à partir de champs de températures. Ils sont la plupart du temps inférieurs à 5% du flux total et au maximum de l'ordre de 10% du flux total dans certains cas.

La puissance rayonnée coté air peut se calculer par :

$$\phi_{rad} = \epsilon \sigma (T_w^4 - T_{amb}^4) \quad (2.18)$$

En considérant une température ambiante T_{amb} de 15 °C et une émissivité ϵ de 0,94 le flux rayonné est d'environ 370 W/m² pour une température de paroi de 70 °C et d'environ 1340 W/m² pour une température de paroi de 150 °C. Il est possible de négliger les échanges radiatifs pour les essais où la température est inférieure à 70 °C puisque les flux de la paroi vers le liquide sont de l'ordre de 10 kW/m², et donc beaucoup plus importants. Pour les essais où la température est supérieure à 70 °C il serait nécessaire de prendre en compte les échanges radiatifs, en particulier pendant l'ébullition en film sans chauffage où les flux de la paroi au fluide sont faibles. Ils n'ont cependant pas été pris en compte pendant cette thèse.

2.4.3 Incertitudes de mesure

Les incertitudes de mesure des appareils électroniques (ampèremètre, boîtier d'acquisition) sont très faibles et de l'ordre de 0,1% (Visentini [66]). L'incertitude principale de la mesure de la puissance générée vient de l'épaisseur des pattes pour la mesure de la tension qu'on estime de l'ordre de 2% (incertitude d'environ 2 mm sur une longueur totale de 85 mm). Puisque la puissance générée est calculée par $\phi_{gen} = \frac{U}{L} I$, l'incertitude sur la puissance générée se calcule avec :

$$\frac{\Delta\phi_{gen}}{\phi_{gen}} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta L}{L} \quad (2.19)$$

Les premiers termes étant de l'ordre de 0,1% et le dernier de l'ordre de 2%, l'incertitude absolue sur la puissance générée par effet Joule est donc de l'ordre de 2,5%.

L'erreur de mesure de la température dépend de la gamme d'étalonnage de la caméra infrarouge. La courbe de gauche de la figure 2.19 montre une courbe d'étalonnage faite pour mesurer des hautes températures jusqu'à 220 °C, représentant le nombre de niveaux de gris vus par la caméra infrarouge en fonction de la température du corps noir. On voit que pour de faibles températures, une incertitude de quelques niveaux entraîne une forte incertitude pour la température, alors que pour de hautes températures la variation est faible. Si par contre l'étalonnage est fait juste pour les faibles températures (courbe de droite), l'étalonnage pour les hautes températures est perdu mais l'incertitude sur les basses températures diminue grandement. Les incertitudes sur la température mesurée pour les étalonnages à basse et haute température, et pour différentes températures, sont données dans la table 2.4. Ainsi, pour des campagnes d'essai portant sur l'étude de la convection ou du déclenchement de l'ébullition, l'étalonnage à basses températures est préférable. Pour des campagnes portant sur l'étude de l'ébullition transitoire, il est nécessaire de faire un étalonnage pour les hautes températures, mais dans ce cas là l'intérêt ne porte plus sur des phénomènes à basse température et les incertitudes sur ces températures ne sont pas préjudiciables.

Il peut y avoir des incertitudes dues à la variation de la température ambiante ou de l'émissivité quand la paroi chauffe. Pendant des journées où la température ambiante changeait, plusieurs courbes d'étalonnages ont été réalisées et ont permis de vérifier que la variation de la température ambiante n'avait pas affecté la courbe d'étalonnage. Des mesures de l'émissivité ont été tentées pour quantifier l'influence du chauffage sur la peinture mais n'ont pas été concluantes. La peinture reste mate et des craquelures apparaissent au bout de plusieurs essais à haute température, cependant nous avons supposé que ces craquelures auraient plutôt tendance à augmenter

l'émissivité qu'à la diminuer.

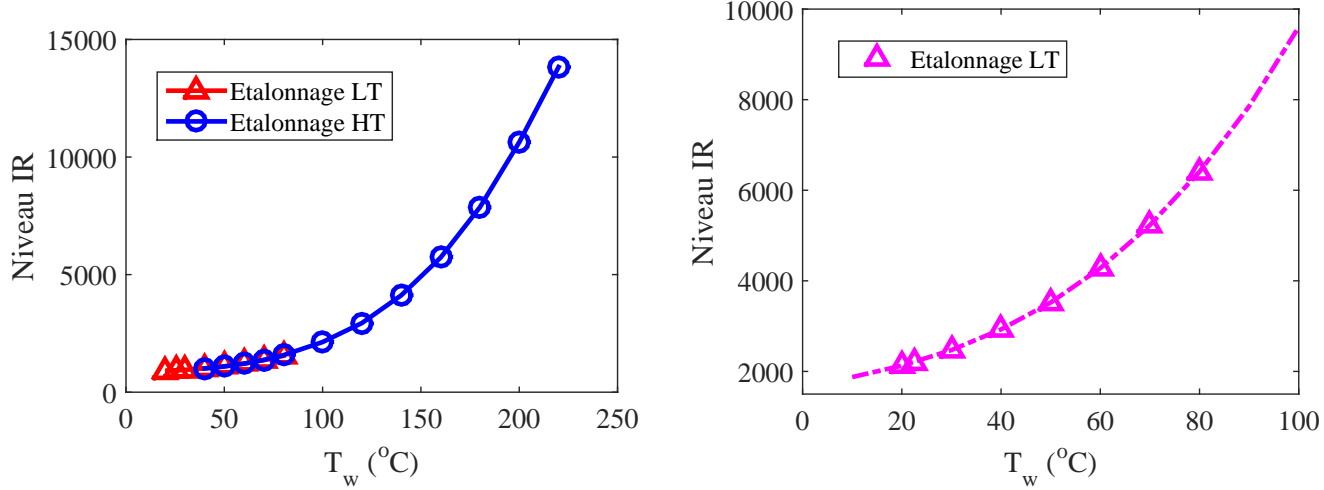


FIGURE 2.19 – Courbe d'étalonnage de la caméra infrarouge, avec l'étalonnage du corps noir aux basses températures (LT) et l'étalonnage du corps noir aux hautes températures (HT)

$T_w = 20^\circ C$	$T_w = 70^\circ C$	$T_w = 150^\circ C$
$\pm 3^\circ C$	$\pm 1,4^\circ C$	$\pm 0,3^\circ C$
$T_w = 20^\circ C$	$T_w = 70^\circ C$	
$\pm 0,6^\circ C$	$\pm 0,2^\circ C$	

TABLE 2.4 – Incertitude sur la température pour une variation de 10 niveaux de la caméra infrarouge, pour un étalonnage hautes températures en haut et un étalonnage basses températures en bas

Pour filtrer le bruit sur le signal de température, une moyenne glissante sur 10 points est utilisée. Cette moyenne est ensuite dérivée puis de nouveau filtrée par une moyenne glissante sur 10 points. Le bruit sur la dérivée temporelle est alors divisé par 10 sans perdre de précision comme le montrent les figures 2.20 and 2.21. Le bruit filtré est diminué est seulement de 2 à 5 K/s.

Les flux de chaleur sont calculés à partir de la puissance générée et de la dérivée de la température (Eq. 2.17). En supposant que $\rho_w C_{p,w} e_w = 198,3 \text{ J/m}^2$, l'incertitude

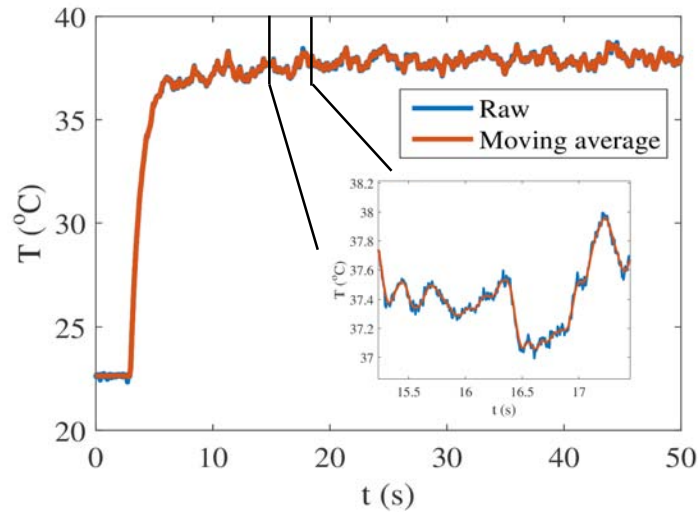


FIGURE 2.20 – Comparaison entre le signal de température brut et celui filtré par une moyenne glissante

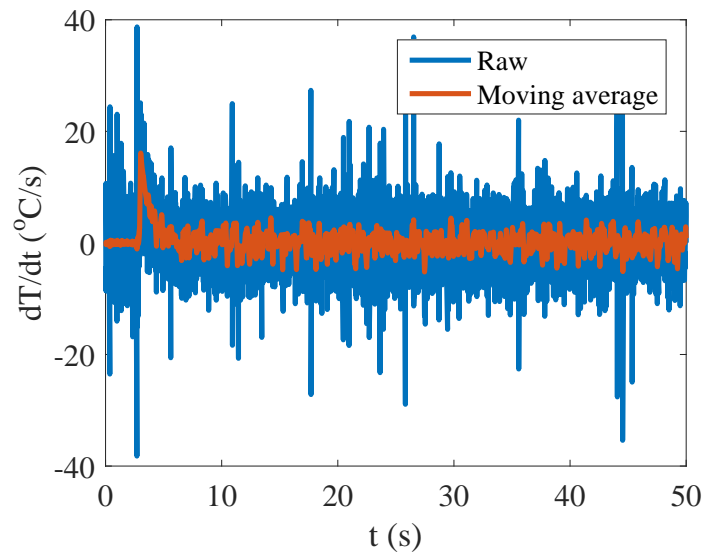


FIGURE 2.21 – Comparaison entre le signal de la dérivée temporelle de la température brut et celui filtré par une moyenne glissante

absolue sur le flux de chaleur s'écrit :

$$\frac{\Delta\phi_w}{\phi_w} = \frac{\Delta\phi_{gen}}{\phi_{gen}} \frac{\phi_{gen}}{\phi_w} + \rho_w C_{p,w} \epsilon_w \frac{\Delta(dT_w/dt)}{\phi_w} \quad (2.20)$$

L'incertitude absolue sur la puissance générée a été calculée auparavant et vaut 2,5%. Le ratio ϕ_{gen}/ϕ_w n'excède jamais 2 dans les expériences. En régime stationnaire, l'incertitude absolue sur le flux de chaleur est inférieure à 5%. En régime transitoire, la puissance générée est généralement plus grande que 10 kW/m², et l'incertitude sur la dérivée de la température est inférieure à 2 K/s. L'incertitude absolue sur le flux de chaleur est alors inférieure à 10%.

2.4.4 Visualisations par camera rapide

La caméra rapide, placée à 90° par rapport à la caméra infrarouge permet de voir le clinquant de profil et le fluide. On utilise une caméra PHOTRON RS3000, avec une fréquence de 500 Hz et une résolution de 512 px×1024 px dans la plupart des tests, correspondant à une résolution spatiale d'environ 0,04 mm/px. Il est possible d'augmenter la fréquence d'acquisition quand on veut observer une dynamique plus rapide. Le champ d'observation couvre toute la hauteur de clinquant visible et inclut également la zone de mesure infrarouge. Un signal de trigger est enregistré avec le boîtier *National Instrument* pour synchroniser signaux de puissance, de température et images de caméra rapide.

Les images de la caméra rapide permettent d'observer l'instant et le lieu du déclenchement de l'ébullition visuellement, mais aussi de calculer des épaisseurs de film se développant le long de la paroi. Grâce à la géométrie semi-cylindrique, la plupart des bulles observées correspondent à celles qui nucléent dans le plan de symétrie de la section d'essai. L'écoulement a pour effet de limiter la présence de bulles à une zone proche paroi. On définit une épaisseur de couche de bulles, calculée avec le logiciel Matlab : le fond est d'abord soustrait et l'image recadrée pour enlever la paroi. On utilise ensuite la fonction *buboundaries* pour détecter les contours dont on retient le plus grand. On enlève ainsi les bulles qui se seraient échappées vers le centre de la conduite. La figure 2.22 montre une image brute et une image transformée avec la couche de bulle détectée. Si on suppose des bulles sphériques on peut estimer la taille et le volume des bulles en fonction du temps.

2.5 Conclusion

Le dispositif expérimental utilisé pendant la thèse a été construit (Visentini [66]) pour avoir la plus grande similitude avec l'écoulement modèle autour d'un barreau

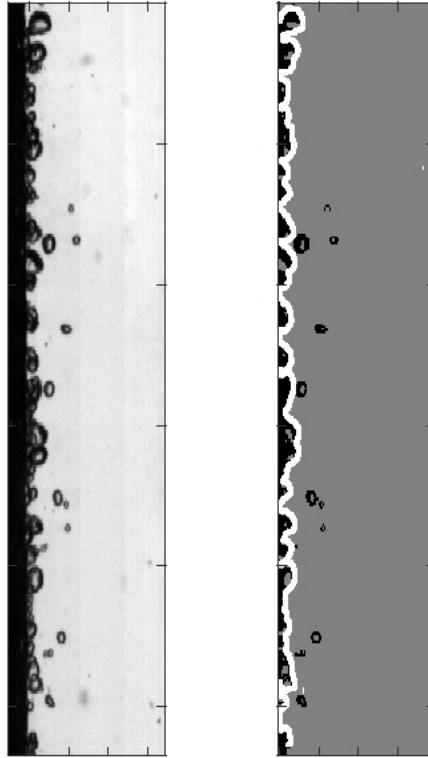


FIGURE 2.22 – Image brute de la caméra rapide (gauche) et couche de bulles détectée (droite)

de combustible nucléaire. Le nombre de paramètres caractérisant le système est trop important pour qu'ils puissent être tous en similitude :

- Le fluide choisi, le HFE7000, ne répond pas à ces critères mais permet d'atteindre des régimes transitoires rapides d'ébullition similaires à ceux rencontrés en accident type RIA sans fournir trop d'énergie du fait de sa faible température de saturation et faible chaleur latente.
- La géométrie choisie est une géométrie semi-annulaire dont les dimensions sont proche de celles de la géométrie annulaire modèle de l'écoulement autour d'un crayon de combustible. L'étude de l'écoulement par mesures par PIV a montré que les profils de vitesse et de cisaillement dans le plan de symétrie de la

conduite étaient similaires à ceux d'une géométrie annulaire, à une équivalence près. La géométrie semi-annulaire permet un accès optique à la paroi intérieure chauffée, le champ de température de la paroi peut donc être mesuré avec une bonne précision spatiale et temporelle par thermographie infrarouge. La paroi extérieure étant en verre, l'écoulement peut être visualisé par caméra rapide.

- La paroi intérieure est faite avec une feuille de métal chauffée par effet Joule. Il est possible d'imposer différents type de chauffage, ce qui permet d'étudier l'ébullition transitoire de plusieurs manières. Le chauffage par effet Joule d'une mince feuille de métal permet d'atteindre des taux de chauffe similaires à ceux rencontrés dans les transitoires rapides de type RIA.

Le tableau 2.5 rappelle les principales caractéristiques du fluide et de la géométrie :

L_c (mm)	$\frac{\rho_l}{\rho_v}$	Pr_l	La_{L_c}	D_h (mm)	S (cm ²)	$L_{chauffée}$ (cm)
0,92	169,5	7,8	73500	1,85	4,26	20

TABLE 2.5 – Principales caractéristiques du fluide HFE7000 à pression atmosphérique et de la géométrie de la conduite

Le chapitre suivant présente les différents types d'essai réalisés avec cette boucle expérimentale qui permettront de mieux comprendre et de modéliser les échanges de chaleur transitoires entre une paroi et un fluide.

Chapitre 3

Protocoles expérimentaux

3.1 Introduction

L'ébullition pariétale, et notamment le déclenchement de l'ébullition, est sensible aux conditions expérimentales telles que l'état de la surface de la paroi chauffée ou la pureté du fluide. Pour avoir des essais les plus reproductibles possible, on prend soin d'utiliser une surface la plus propre possible, sans rayures. Le fluide HFE7000 est également dégazé avec un bouilleur pendant plusieurs heures afin d'éliminer le maximum de gaz incondensables. La boucle expérimentale est également tirée au vide avant le remplissage, à l'exception de la cellule d'essai qui ne résisterait pas à la dépression. Nous obtenons ainsi des essais reproductibles comme le montre la figure 3.1 où sont représentés des essais en ébullition nucléée à gauche, et des essais avec passage en ébullition en film à droite. Les courbes correspondantes de puissance imposée par effet Joule ϕ_{gen} sont également représentées. Les courbes présentées dans ce chapitre de température T_w et de flux de chaleur ϕ_w sont obtenues à partir de mesures moyennées sur environ $5 \times 5 \text{ mm}^2$, à une distance d'environ 13 cm du bas de la section chauffée, c-à-d à peu près 7 diamètres hydraulique.

Il faut préciser que les essais sont reproductibles uniquement pour une surface chauffante donnée. Or les expériences sont destructives et donc la surface chauffée est souvent changée. Nous avons observé une certaine variabilité des résultats en fonction des surfaces chauffées, visible notamment sur le déclenchement de l'ébullition nucléée et l'ébullition nucléée, et qui sera discutée plus tard.

On observe des courbes d'aspect différent suivant la puissance imposée. Cette partie décrit les différents types d'essais réalisés en détaillant les régimes de transfert de chaleur rencontrés ainsi que les transitions entre chaque. Les différents paramètres

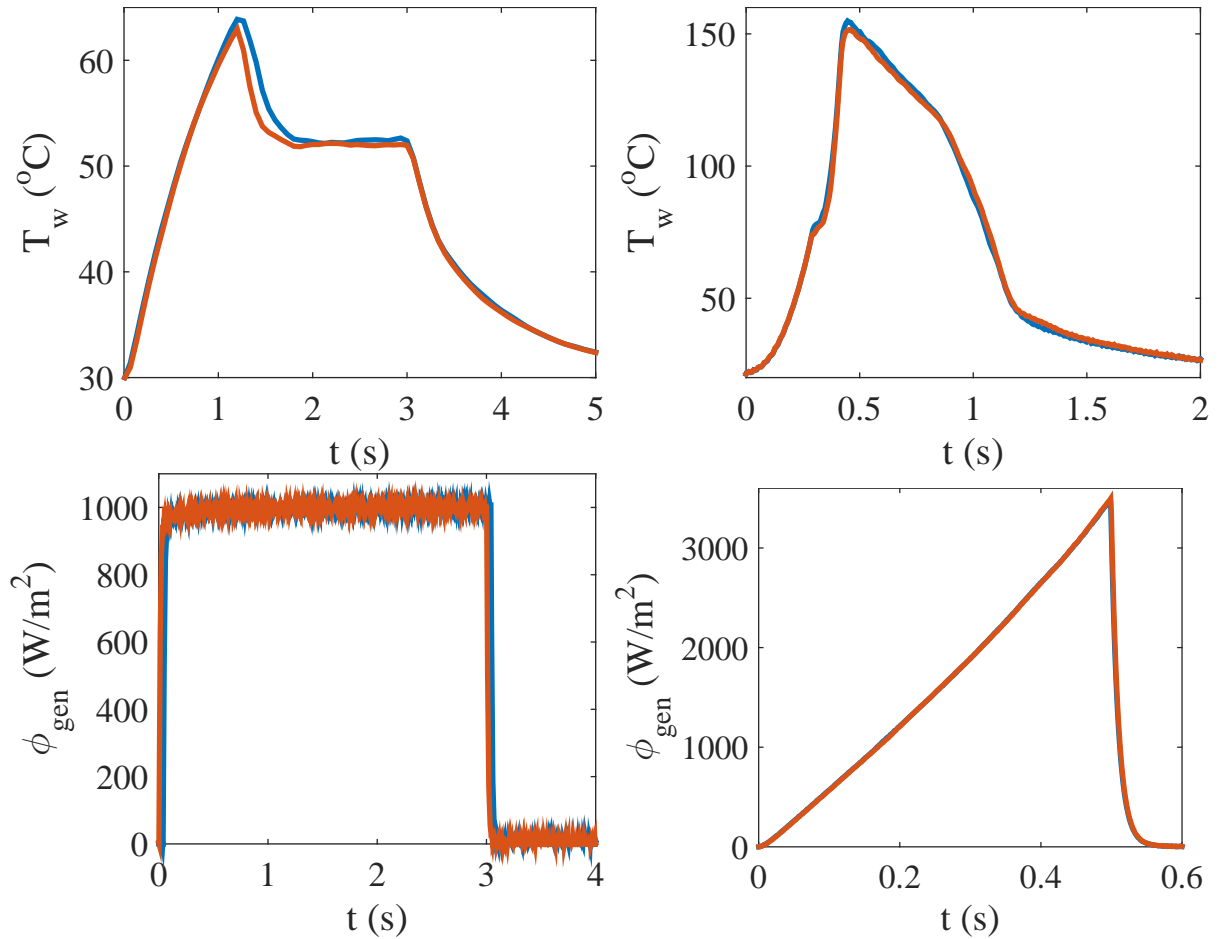


FIGURE 3.1 – Essais de faible puissance à gauche avec $Q = 0.1L/s$, $T_{sat} = 37^\circ C$, $T_l = 29^\circ C$ et à forte puissance à droite avec $Q = 0.15L/s$, $T_{sat} = 37^\circ C$, $T_l = 24^\circ C$

expérimentaux caractéristiques de l'écoulement (débit, sous-refroidissement) et du chauffage de la paroi (puissance générée, taux de chauffe...) sont présentés à la fin.

3.2 Puissance générée imposée

La plupart des essais effectués pendant la thèse sont à puissance générée par effet Joule sous forme de créneau. On fixe une consigne en intensité pour l'alimentation, et celle-ci l'impose quasiment instantanément dans la feuille de métal. La tension et l'intensité (et donc la puissance) s'établissent suffisamment vite (en quelques mil-

lisescondes) pour que l'on puisse considérer que la plupart des essais effectués sont le résultat de créneaux de puissance dans le clinquant. Seules les expériences à forte puissance imposée ($\phi_{gen} > 1 \times 10^5 \text{ W/m}^2$) ne peuvent pas être approchées par un créneau. Même en imposant un créneau en intensité, la résistance augmente significativement à haute température et la tension également. Ainsi, pour les essais menant à de l'ébullition en film, la puissance varie dans le temps.

Si le niveau de puissance du créneau correspond à un flux stationnaire d'un régime de convection ou d'ébullition nucléée, le test sera composé d'une phase transitoire suivi de la phase stationnaire correspondante (partie 3.2.1). Si la puissance imposée est trop importante, il n'y a pas d'état stationnaire possible et tout le test sera transitoire (partie 3.2.2 et 3.2.3). Les mesures présentées sont faites en haut de la zone de visualisation, à environ 13cm du bas de la paroi chauffée.

3.2.1 Essai "stationnaire"

Si on impose une puissance générée par effet Joule relativement faible ($\phi_{gen} < 4 \times 10^4 \text{ W/m}^2$), le fluide ne reçoit pas suffisamment d'énergie pour bouillir. La température augmente puis se stabilise avec des échanges paroi-fluide uniquement convectifs qui seront décrits plus tard.

En augmentant la puissance maximale du créneau imposé, l'ébullition apparaît. La figure 3.2 montre l'évolution temporelle de la température de paroi et la courbe d'ébullition $\phi_w(T_w)$ dans ce cas :

La température augmente d'abord pendant un régime convectif transitoire, en bleu. Quand la température dépasse la température de début d'ébullition T_{ONB} , l'ébullition commence. À puissance imposée, la formation des premières bulles et poches de vapeur nécessitent plus d'énergie que ne fournit l'alimentation électrique et donc la température diminue (trait noir discontinu). La température se stabilise à la température d'ébullition nucléée T_{NB} , plus faible que T_{ONB} , correspondant au flux de chaleur ϕ_{NB} . Cette hystérésis sur la température est qualitativement équivalente à ce que l'on observe pour des déclenchements d'ébullition par augmentation progressive et lente de la puissance de chauffe dans les essais dits stationnaires. Pendant la phase d'ébullition stationnaire (ronds noirs), la température est stationnaire et donc le flux de chaleur à la paroi ϕ_w correspond à la puissance générée surfacique ϕ_{gen} (eq. 2.17).

Quand l'alimentation est coupée, la température diminue, en passant d'abord par une phase d'ébullition transitoire (triangles noirs) puis par une phase de convec-

tion transitoire (trait bleu), pour revenir à la température initiale.

Ces tests n'ont de stationnaire que la phase d'ébullition nucléée. Cette phase est caractérisée par un plateau sur la courbe d'évolution de la température de paroi, et par un point sur la courbe d'ébullition. On peut observer sur la courbe d'ébullition que, pour une température de paroi donnée, le flux de chaleur en convection transitoire est plus important quand la température augmente que quand la température diminue. La montée de température T_w étant rapide, le déclenchement de l'ébullition observé est transitoire.

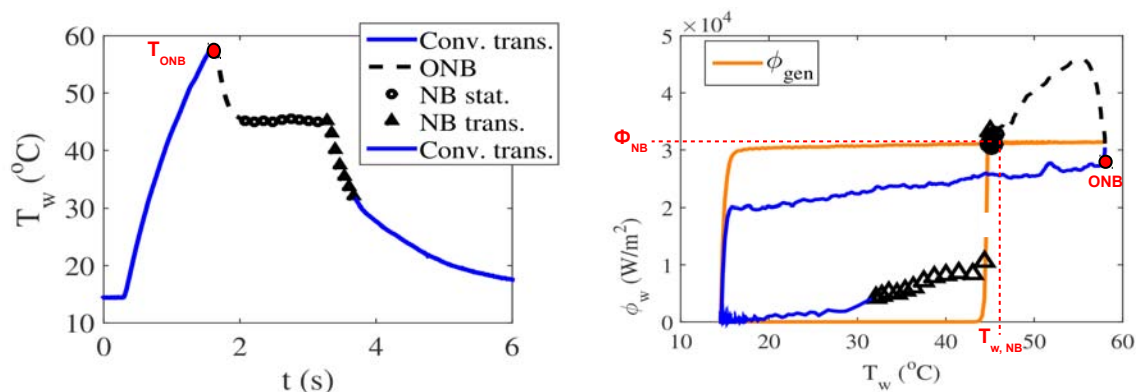


FIGURE 3.2 – Essai type d'un test "stationnaire" : évolution temporelle de la température de paroi T_w à gauche et courbe d'ébullition $\phi_w(T_w)$ à droite ($Q = 0, 1$ L/s, $T_b = 16, 8$ °C, $p = 1, 02$ bars, $\phi_{gen} \approx 30$ kW/m²)

3.2.2 Essai faiblement transitoire

Si on augmente encore la puissance imposée, on voit apparaître de l'ébullition transitoire. L'essai a une allure similaire à un essai "stationnaire" mais cette fois ci la température de paroi augmente pendant la phase d'ébullition nucléée (fig. 3.3).

3.2.3 Essai fortement transitoire

En augmentant encore la puissance générée par effet Joule, l'essai va changer d'allure et l'ébullition en film va apparaître. Un essai de ce type est représenté figure 3.4.

La première phase est toujours de la convection transitoire. Par contre, il n'y a plus de diminution de température quand l'ébullition nucléée commence, ce qui

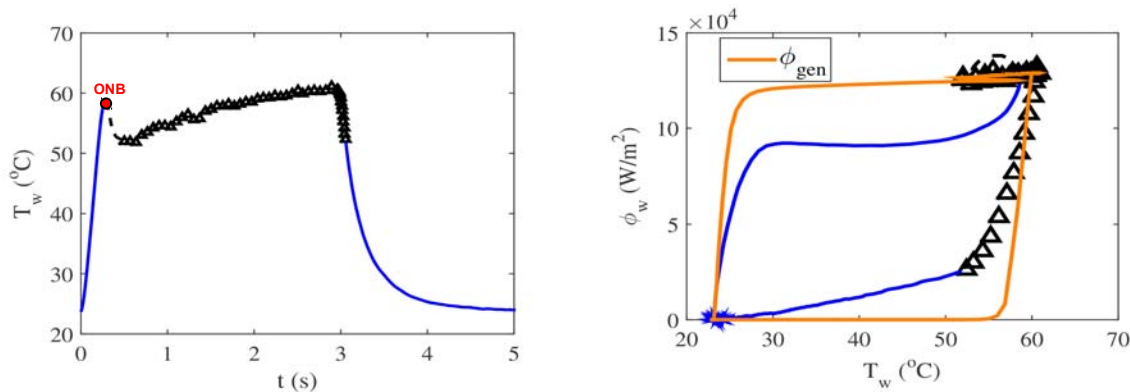


FIGURE 3.3 – Essai type d’un test faiblement transitoire : évolution temporelle de la température de paroi T_w à gauche et courbe d’ébullition $\phi_w(T_w)$ à droite ($Q = 0,32$ L/s, $T_b = 22$ °C, $p = 1,12$ bars, $\phi_{gen} \approx 120$ kW/m²)

était le signe du déclenchement de l’ébullition nucléée pour de plus faibles puissances. Il y a encore une augmentation importante du flux de chaleur transféré au déclenchement de l’ébullition nucléée. La température s’infléchit, faisant presque un plateau, mais continue d’augmenter tellement la puissance générée est importante et bien supérieure à la puissance qui peut être évacuée par ébullition nucléée. Passée une valeur critique pour le flux, l’ébullition en film apparaît. Cela se traduit par une chute du transfert de chaleur et une rapide augmentation de la température de paroi. L’alimentation est alors arrêtée pour éviter la fonte de la colle entre la feuille de métal et son support et donc des fuites.

La température va alors diminuer, d’abord lentement à cause de l’ébullition en film toujours présente et donc avec des flux de chaleur paroi/fluide très faibles. Quand la température a suffisamment diminué, l’ébullition en film n’est plus stable et le liquide commence à remouiller la paroi. Il y a alors une phase d’ébullition de transition pendant laquelle le flux de chaleur réaugmente. La température de paroi continuant à diminuer, un second point critique est dépassé, caractérisé par un pic de flux, au delà duquel le système passe en ébullition nucléée, puis en convection pour retourner à la température du fluide injecté et à un flux nul.

Pendant tout le test, l’évolution est fortement transitoire, et on voit des flux de chaleur paroi-fluide très différents avec un rapport de 4 à 20 entre la chauffe et le refroidissement.

La figure 3.5 montre des prises de vue de la caméra rapide pour plusieurs régimes

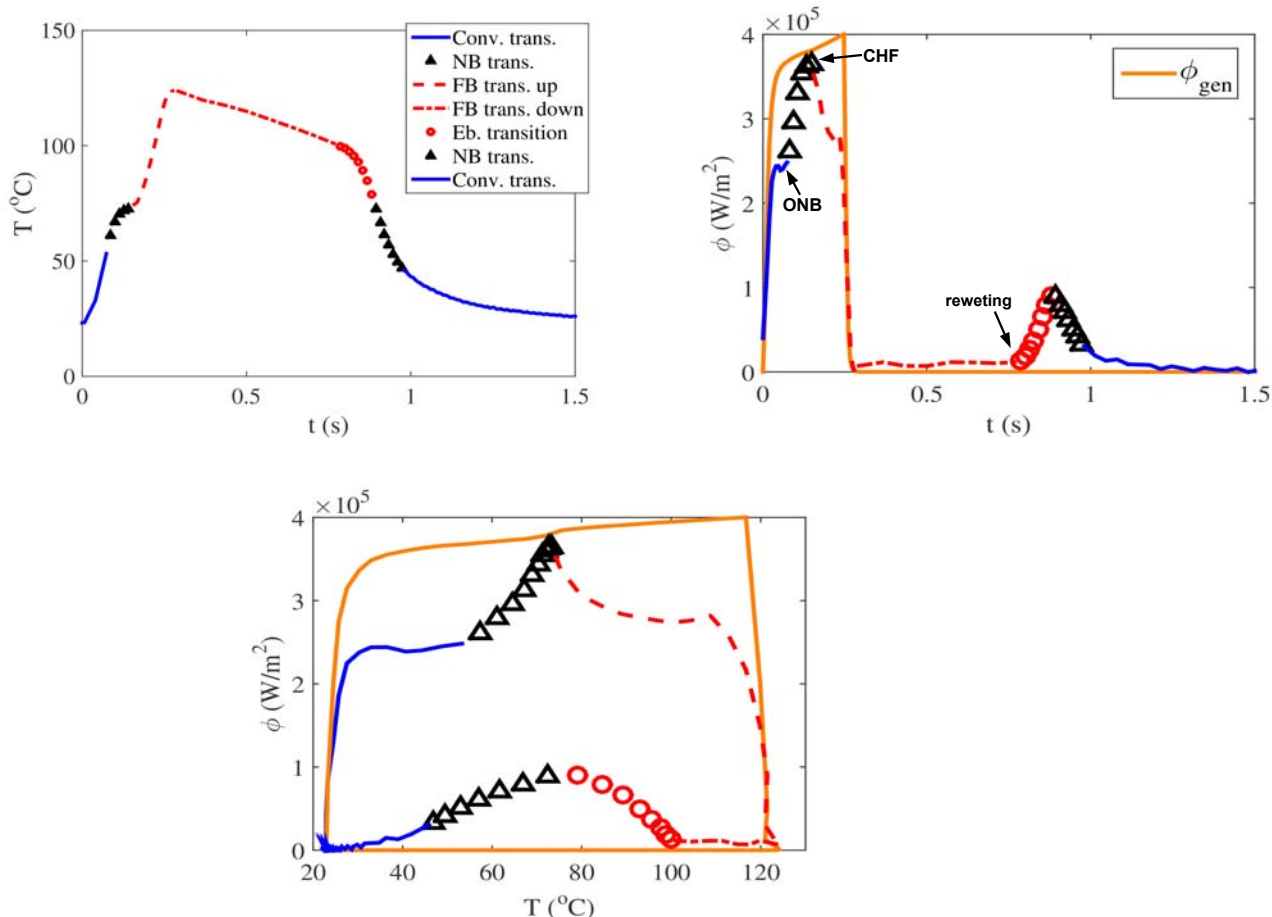


FIGURE 3.4 – Essai type d’un test fortement transitoire : évolution temporelle de la température de paroi T_w et du flux de chaleur ϕ_w en haut, courbe d’ébullition $\phi_w(T_w)$ en bas ($Q = 0,21$ L/s, $T_b = 22$ °C, $p = 1,08$ bars, $\phi_{gen, max} \approx 400$ kW/m²)

d’ébullition. La photo (a) montre l’écoulement quelques dizaines de millisecondes après le déclenchement de l’ébullition. Visuellement, il est difficile de différencier l’ébullition nucléée et l’ébullition en film pour de fort flux tant l’écoulement est perturbé, avec une grande gamme de taille de bulles (de quelques centaines de microns à quelques millimètres). Seule la courbe d’ébullition permet de vérifier que le régime observé sur la photo (a) correspond à de l’ébullition en film pendant le chauffage. La photo (b) montre le régime d’ébullition en film quand la température diminue. Il y a une grande différence avec l’ébullition en film pendant la chauffe : le film de vapeur

est stable et de faible épaisseur, on peut y voir des ondulations qui remontent vers le haut de la section. La photo (c) montre la fin du test, avec l'ébullition nucléée qui disparaît peu à peu.

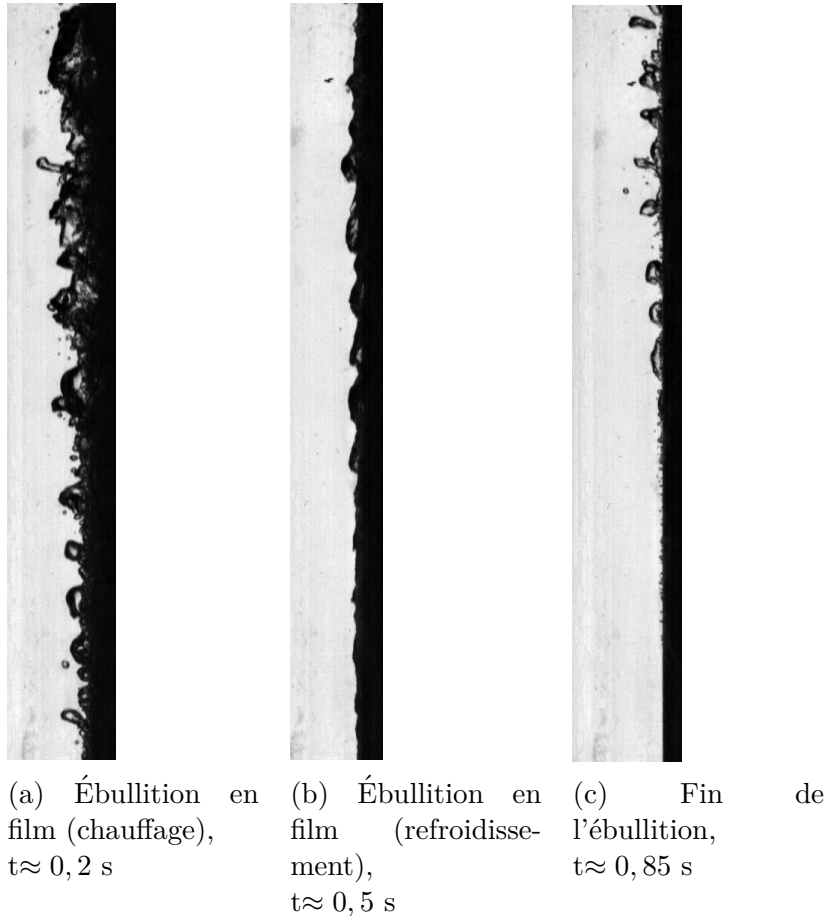


FIGURE 3.5 – Photos de différents régimes d'ébullition

Le test décrit ci-dessus montre tous les régimes pouvant être observés. Cependant, d'autres cas peuvent apparaître :

- Si l'alimentation est coupée suffisamment tôt et que la paroi n'a pas trop chauffé pendant l'ébullition en film, sa température n'est pas assez importante pour que le film de vapeur se stabilise. On repasse alors directement en ébullition de transition.
- Si la puissance générée est très importante et que la température de paroi

augmente suffisamment vite pendant la phase de convection transitoire, le déclenchement de l'ébullition n'est pas marqué par une chute de température et le système passe directement en ébullition en film (Visentini et coll. [66]).

- On peut également imaginer un test "faiblement" transitoire comme vu dans la partie précédente 3.2.2 et que l'on continue. La paroi va au bout d'un moment être suffisamment chaude pour que l'ébullition en film commence. Cet essai permettrait d'observer un faible transitoire vers l'ébullition en film. En pratique, la durée assez longue d'un tel essai mènerait à la casse de la cellule d'essai et apparition de fuites bien avant.

3.3 Température de paroi imposée

En fin de thèse un PID permettant le contrôle de la température de paroi a été élaboré pendant le stage de Scheiff [56]. Cet dispositif permet ainsi d'obtenir des courbes d'ébullition stationnaire plus facilement et pour de plus hautes températures. Cela permet également de faire des tests avec une variation de température contrôlée et constante.

Pour obtenir des essais d'ébullition transitoire les plus propres possible, et s'affranchir du déclenchement de l'ébullition, la rampe de température est imposée à partir d'une situation initiale d'ébullition nucléée stable. Ce protocole est communément appliqué, notamment par Auracher et Marquardt [1] lorsqu'ils ont fait leurs expériences d'ébullition transitoire avec des rampes de température imposée.

3.4 Conclusion et paramètres expérimentaux

A partir d'essais à puissance générée par effet Joule imposée, tous les régimes d'ébullition sont accessibles et peuvent être caractérisés. Par contre, le flux et la variation de température ne sont pas contrôlés.

Un PID a été mis en place ([56]), permettant de contrôler la température de paroi. Ce dispositif permet pour le moment de faire principalement des essais d'ébullition nucléée avec une variation de température contrôlée. Ces tests apportent un éclairage différent par rapport aux tests à puissance générée imposée.

Les tableaux suivants présentent les différentes grandeurs caractéristiques de l'écoulement et du chauffage (on rappelle que Re_{eq} correspond au nombre de Reynolds

nécessaire pour avoir le même maximum de vitesse dans une conduite annulaire de même géométrie) :

Q (L/s)	Re	$Re_{eq} \approx 1.52Re$	$\Delta T_{sub}(K)$	Ja_{sub}	χ
0.1	14000	21300	5	8.3	-0.05
0.2	28000	42600	10	16.7	-0.1
0.3	52000	79000	15	25	-0.15
			20	33.4	-0.2

TABLE 3.1 – Caractéristiques de l'écoulement

ϕ_{gen} (W/m ²)	Régimes	dT/dt_{ONB} (K/s)	$T_{ONB} - T_{sat}$ (K)
$0 - 4 \times 10^4$	Conv. trans., Conv. stat.	\emptyset	\emptyset
$4 \times 10^4 - 1 \times 10^5$	Conv. trans., NB stat.	10 – 150	5 – 25
$1 \times 10^5 - 4 \times 10^5$	Conv. trans., NB trans., FB trans.	100 – 500	10 – 40
dT/dt_{NB} (K/s)	$T_{NB} - T_{sat}$ (K)	ϕ_{CHF} (W/m ²)	dT/dt_{FB} (K/s)
\emptyset	\emptyset	\emptyset	\emptyset
0	5 – 25	\emptyset	\emptyset
1 – 150	10 – 45	$2.5 \times 10^5 - 3.5 \times 10^5$	150 – 250

TABLE 3.2 – Paramètres de la chauffe des tests réalisés

Pour des essais où il y a passage en film, le refroidissement en ébullition en film se fait à des taux de refroidissement entre -100 et -200 K/s, avec un remouillage avec des variations de température de -200 à -500 K/s.

Chapitre 4

Résultats et modélisation

4.1 Introduction

De nombreux régimes sont observés pendant les expériences : convection forcée, déclenchement de l'ébullition, ébullition nucléée, ébullition en film et enfin remouillage de la paroi qui se refroidit. Le régime stationnaire puis le régime transitoire de ces phases sont étudiés avec différentes expériences, qui permettent d'obtenir des éclairages différents et d'en tirer des modélisations.

4.2 Convection forcée

La convection forcée a été étudiée en régime stationnaire et en régime transitoire par des expériences et des simulations numériques. À l'instar de celles présentées au chapitre 2, les simulations ont été faites avec le logiciel StarCCM+ et sont décrites au début de cette section. Les résultats en convection stationnaire et transitoire sont ensuite présentés.

4.2.1 Simulations StarCCM+

Le maillage présenté dans la section 2.3.3 est repris (figure 4.1), avec un raffinement de la couche proche paroi avec $n = 30-40$ pour prendre en compte la finesse de la couche limite thermique par rapport à la couche limite dynamique. A posteriori nous avons vérifié qu'il y avait donc entre 15 et 25 mailles dans la couche limite thermique (dont l'épaisseur est noté δ_h plus loin dans le manuscrit).

Seuls les 20 cm chauffés expérimentalement sont simulés, et sont discrétisés en 500 couches dans la direction axiale. Pour la validation et la comparaison aux résultats

de Kang et coll. [31], une longueur d'environ 2 m est discrétisée.

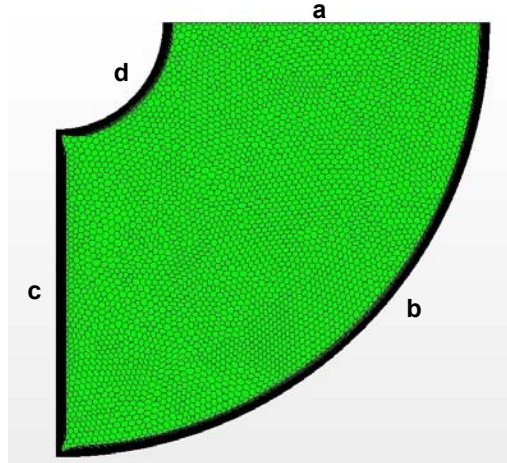


FIGURE 4.1 – Maillage de la section complète

Le nombre de Prandtl turbulent est fixé à 0,9, valeur déduite par Kang et coll. [31] à partir d'expériences en géométrie annulaire. Pour estimer l'importance de la convection naturelle par rapport à la convection forcée, nous avons calculé le nombre de Richardson, rapport du nombre de Grashof $Gr = \frac{g\beta\Delta TD_h^3}{\nu^2}$ par le nombre de Reynolds au carré. g est l'accélération gravitationnelle, β le coefficient de dilatation isobare et ΔT une différence caractéristique de température entre le liquide et la paroi. Les résultats des expériences donnent un rapport Gr/Re^2 compris entre 0,001 et 0,1 et nous avons donc supposé que la convection naturelle était négligeable. Des simulations avec et sans l'approximation de Boussinesq n'ayant montré aucune différence, cette hypothèse est confirmée. La viscosité change également avec la température : pour une augmentation d'environ 30 °C au dessus de 25 °C (variation maximale obtenue dans les expériences), la variation de la viscosité cinématique est de 13 %. Nous n'avons pas pris en compte cette variation car les validations avec une viscosité constante étaient en bon accord avec les expériences de Kang et coll. [31].

Les écoulements calculés précédemment sans chauffage (en section annulaire et semi-annulaire) sont imposés comme condition d'entrée de conduite avec une température de 300 K pour la comparaison à nos expériences et une température de 316 K pour la validation avec les résultats de Kang et coll. [31].

Les simulations de convection stationnaire sont faites avec un flux imposé à la paroi b , avec une condition de symétrie sur la face a et les surfaces c et d sont adiabatiques. La figure 4.2 montre la similarité entre le profil de température de l'expérience 5 de Kang et coll. [31] et le profil simulé correspondant

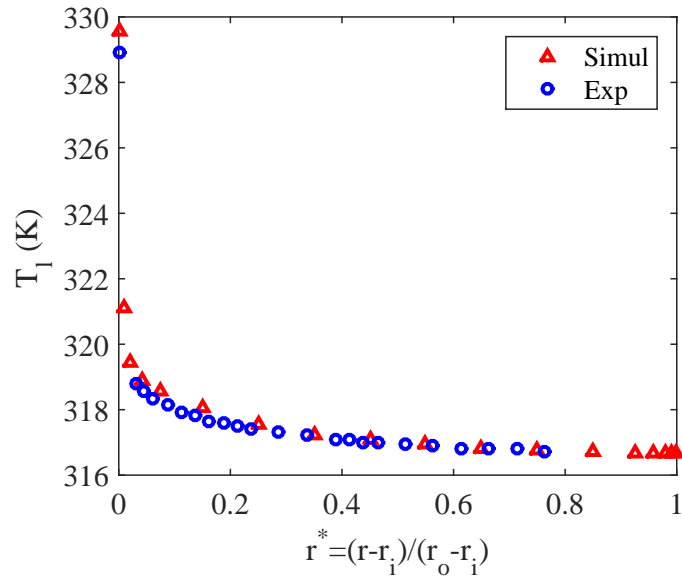


FIGURE 4.2 – Profil de température pour une conduite annulaire remplie de R-113 dont le cylindre intérieur est chauffé ($r_i = 7,89$ mm, $r_o = 19,01$ mm, $Re = 22\,800$, $\phi_w = 9\,000$ W/m², $T_{inlet} = 316$ K), expérience 5 de Kang et coll. [31]

Pour simuler les régimes transitoires, la feuille de métal de $50\ \mu\text{m}$ en contact avec la face b est modélisée. Elle est maillée avec deux mailles dans l'épaisseur, et 500 mailles dans la longueur. Pour reproduire l'effet Joule, une puissance volumique de 4×10^5 kW/m³ est imposée dans le métal, ce qui correspond à une puissance surfacique de 20 kW/m² à la surface b .

Les simulations des régimes transitoires sont effectuées avec un schéma implicite d'ordre 2, avec 10 itération dans un pas de temps de 1 ms. Le pas de temps a été validé avec une étude de convergence et en comparant une simulation de conduction transitoire avec la solution analytique (eq. 1.10) de Carslaw et Jaeger [13] (fig 4.3). Nous avons également vérifié que les résidus soient en-dessous de 0,01 pour la continuité, l'énergie et le taux de dissipation de l'énergie cinétique turbulente, et en dessous de 0,001 pour les autres.

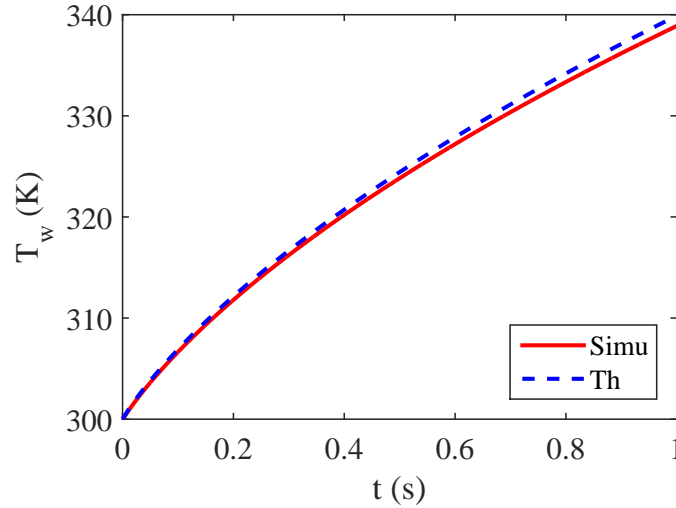


FIGURE 4.3 – Comparaison d’une simulation de conduction transitoire avec la solution théorique (eq. 1.10) : $\phi_{gen} = 20000 \text{ W/m}^2$

4.2.2 Convection stationnaire

On commence par étudier la convection stationnaire dans une conduite semi-annulaire, avec un flux de chaleur imposé à la paroi. L’écoulement est stationnaire, avec une turbulence établie, nous pouvons donc réutiliser les résultats présentés en section 2.3. La température et le flux de chaleur à la paroi sont étudiés loin de l’entrée de la section, où la couche limite thermique est établie. Cette zone d’étude se situe à environ 13 cm du bas de la paroi chauffée, c-à-d $\approx 7D_h$.

Nous nous intéressons d’abord au profil de température dans le plan de symétrie de la conduite. La figure 4.4 montre le profil radial de la température dans le liquide pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. La majeure partie du liquide est à la température du cœur de la conduite T_b et seule une couche d’environ 1 mm d’épaisseur est chauffée. La température du cœur T_b ne varie pas le long de la conduite et reste égale à la température d’entrée.

La température de frottement T_f est définie par analogie avec la vitesse de frottement u^* :

$$T_f = \frac{\phi_w}{\rho C_p u_i^*} \quad (4.1)$$

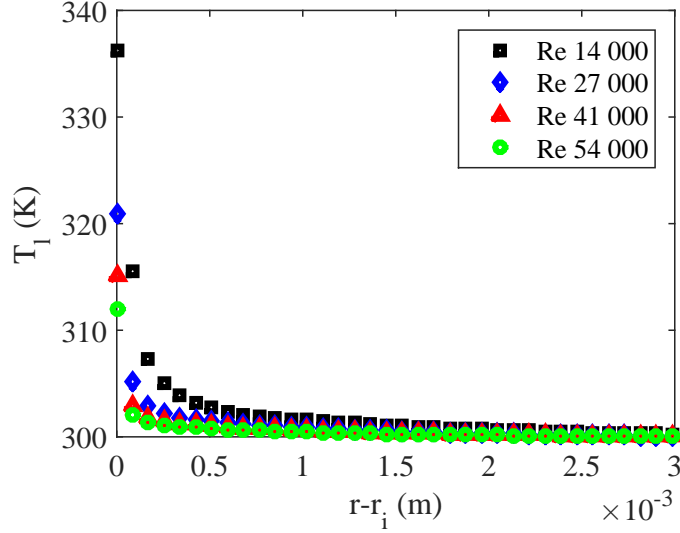


FIGURE 4.4 – Liquid temperature profiles

Si l'écart de température entre la paroi et le fluide est divisé par la température de frottement on a un profil logarithmique, comme le montre la figure 4.5 où les profils $T^+(y^+)$ sont tracés (eq 4.3).

$$T^+ = \frac{T_w - T_l}{T_f} = \frac{(T_w - T_l)\rho C_p u_i^*}{\phi_w} \quad (4.2)$$

$$T^+ = A' + \frac{1}{\kappa_T} \ln(y^+) \quad (4.3)$$

avec A' une constante proche de 43,8 et κ_T , l'équivalent de la constante de Von Karman pour la température, valant à peu près 0,43.

Le rapport de la température de frottement T_f et de la différence de température $T_w - T_b$ entre la paroi et le cœur est constant et vaut 0,0176. Le nombre de Nusselt peut être donc exprimé à partir du nombre de Reynolds de frottement $Re^* = u_i^* D_h / \nu$ par :

$$Nu = \frac{T_f}{T_w - T_b} Pr Re^* = 0.0176 Pr Re^* \quad (4.4)$$

Pour étudier l'évolution de la température du liquide le long de l'axe radial deux couches limites thermiques sont définies : la première correspond à l'épaisseur con-

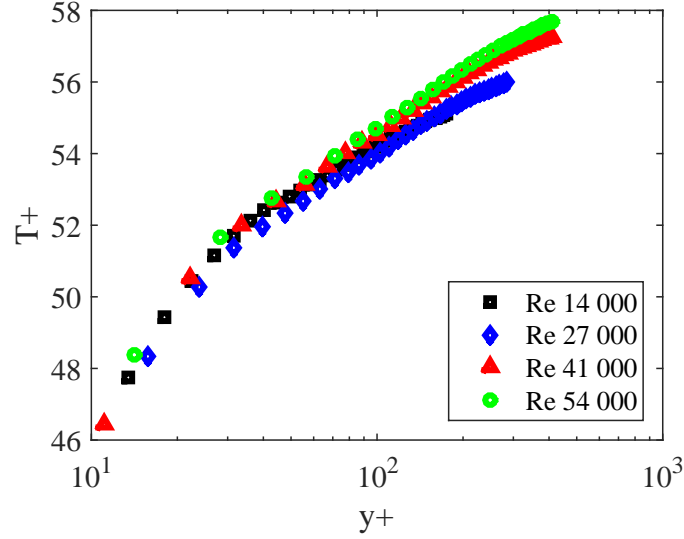


FIGURE 4.5 – $T^+(y^+)$

ventionnelle de couche limite thermique $\delta_{99\%}$ calculée pour que :

$$\frac{T_w - T_l(y = \delta_{99\%})}{T_w - T_b} = 0.99 \quad (4.5)$$

avec T_w et T_l les températures de paroi et du liquide respectivement. Cette couche limite, adimensionnée par l'échelle visqueuse ν/u_i^* , est tracée à gauche de la figure 4.7. La loi de puissance approchant au mieux les données par une méthode des moindres carrés s'écrit $\delta_{99\%}^+ = 0,183Re^{0,7}$. Les valeurs de $\delta_{99\%}^+$ correspondent à la fin de la validité des lois logarithmiques en vitesse et en température et à une distance de la paroi où le gradient de température est quasiment nul (pour $u_i^* = 0,09$, $\delta^+ = 150$ correspond à $\delta = 0,5$ mm).

On définit le flux d'enthalpie Φ_h dans le plan de symétrie en prenant la température de cœur T_b comme référence :

$$\Phi_h = \rho_l C_{pl} \int_{r_i}^{r_o} u(T_l - T_b) dr \quad (4.6)$$

On définit alors la seconde couche limite δ_h comme étant l'épaisseur de liquide, à la température de paroi et à la vitesse moyenne dans le plan de symétrie $u_{m,\theta=0}$, qui aurait le même flux d'enthalpie Φ_h (le reste du liquide supposé à température T_b) :

$$\Phi_h = \rho_l C_{pl} (T_w - T_b) u_{m,\theta=0} \delta_h \quad (4.7)$$

Les équations 4.6 et 4.7 permettent de calculer δ_h :

$$\delta_h = \int_{r_i}^{r_o} \frac{u}{u_{m,\theta=0}} \frac{T_l - T_b}{T_w - T_b} dr \quad (4.8)$$

La figure 4.6 montre le flux d'enthalpie sans dimension $\frac{u}{u_{m,\theta=0}} T^*$ en fonction de la position sans dimension y^+ pour un débit de 0,1 L/s ($T^* = \frac{T_l - T_b}{T_w - T_b}$). Le point correspondant à l'épaisseur d'enthalpie y est également représenté et on peut observer qu'il est assez proche du maximum du flux d'enthalpie. L'épaisseur δ_h ainsi définie correspond donc à la zone où le transport convectif est maximal.

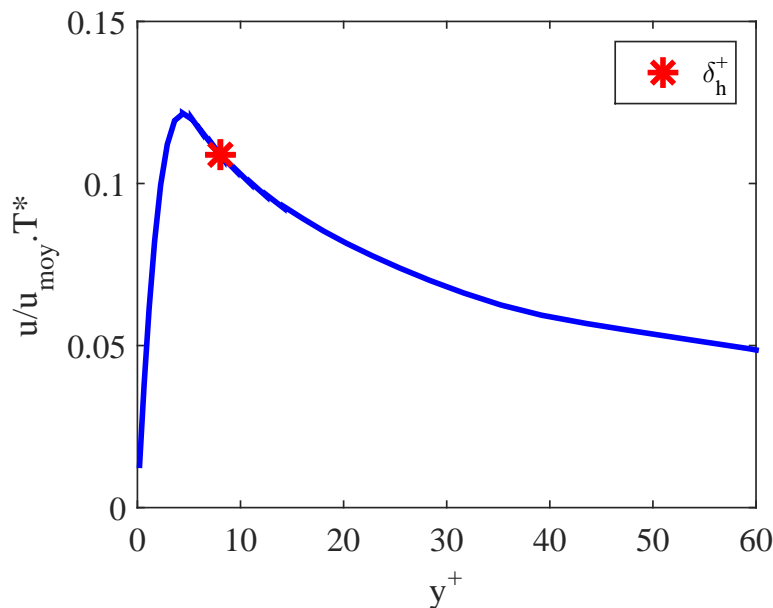


FIGURE 4.6 – Flux d'enthalpie sans dimension en fonction de y^+ pour un débit de 0,1 L/s. L'étoile correspond à l'épaisseur d'enthalpie δ_h .

Cette couche limite, adimensionnée par l'échelle visqueuse ν/u_i^* est tracée sur la droite de la figure 4.7. Son évolution est lissée par la loi $\delta_h^+ = 0,014Re^{0,64}$ et on voit que ces valeurs correspondent à la sous-couche visqueuse et à la zone tampon c-à-d $\delta^+ < 20$. Cette couche proche paroi correspond donc à la zone où le transport convectif de la chaleur est le plus important.

La figure 4.8 montre l'évolution du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds. Les résultats expérimentaux et des simulations sont similaires et l'équation

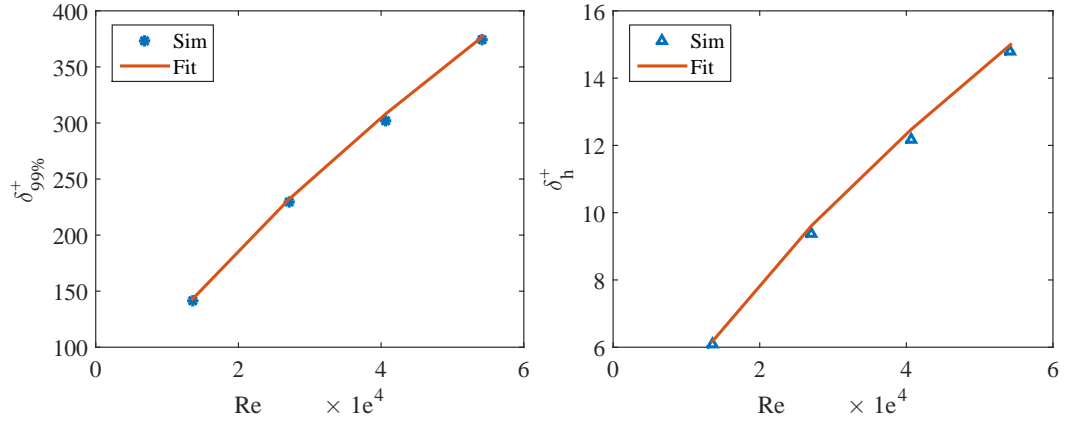


FIGURE 4.7 – Épaisseurs de couche limite thermique : valeurs simulées et lois de puissance (lissages)

déduite de la loi log (Eq. 4.4) approche bien les données issues des simulations. Ces résultats sont comparés à deux corrélations de la littérature : la corrélation de Dittus-Boelter (eq. 1.3), définie pour une conduite cylindrique, et la corrélation de Hasan et coll. (eq. 1.4), définie pour une géométrie annulaire. Les deux sont calculées avec le nombre de Reynolds équivalent défini en section 2.3. Bien que ces corrélations surestiment le nombre de Nusselt, elle en donnent une bonne approximation.

La figure 4.9 montre l'évolution du nombre de Nusselt en fonction de l'angle θ , la coordonnée azimutale, valant $\pi/2$ au niveau du plan de symétrie, 0 et π aux parois délimitant la demi-couronne. Le transfert de chaleur est corrélé avec le frottement pariétal calculé en section 2.3 : L'équation 4.4, déduite de la loi logarithmique, est calculée avec $u_i^*(\theta)$. Elle représente bien les données simulées pour un grand secteur angulaire. Le transfert de chaleur est plus important au niveau du plan de symétrie, où le frottement pariétal est le plus important, tandis qu'il décroît quand l'angle va à 0 ou π (parois intermédiaires). Cela montre bien que le transfert thermique local est directement lié à l'écoulement en proche paroi, par l'intermédiaire du frottement pariétal local.

4.2.3 Convection transitoire

Après l'étude de la convection stationnaire, nous nous intéressons au transitoire vers cet état stationnaire. La puissance générée par effet Joule est imposée quasi

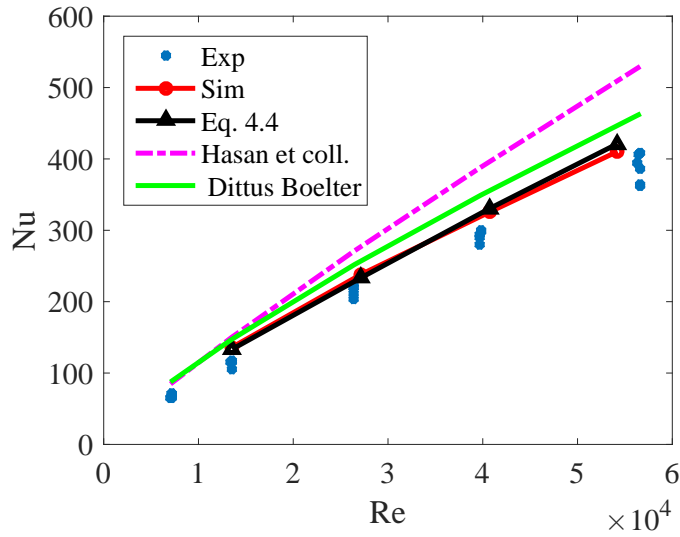


FIGURE 4.8 – Comparaison entre les variations expérimentale, théorique et simulée du nombre de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds

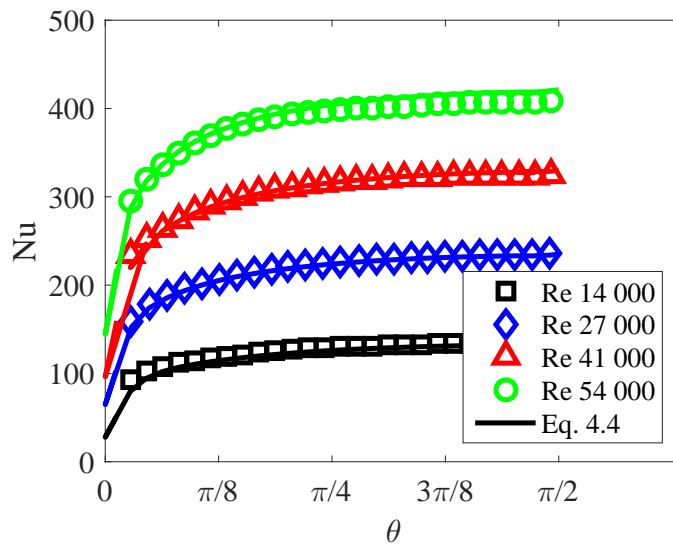


FIGURE 4.9 – Variation du nombre de Nusselt avec la position azimutale

instantanément à sa valeur stationnaire dans les essais étudiés : seuls la température et le flux de chaleur à la paroi varient.

La couche limite thermique étant suffisamment petite, la température du cœur de la conduite reste constante pendant le transitoire, égale à la température d'entrée et reste donc notée T_b . La température de paroi est adimensionnée par la différence de température entre la paroi et le cœur du fluide en régime stationnaire, $T^* = \frac{T_w - T_b}{T_{w,stat} - T_b}$, tandis que le coefficient de transfert $h_{trans} = \frac{\phi_w}{T_w - T_b}$ est adimensionné par le coefficient de transfert stationnaire $h_{stat} = \frac{\phi_{w,stat}}{T_{w,stat} - T_b}$. Le coefficient de transfert de chaleur stationnaire est relié au nombre de Nusselt étudié dans la partie précédente par $h_{stat} = \frac{\lambda}{D_h} Nu$. La figure 4.10 montre l'évolution de la température T^* et du rapport de coefficient de transfert h_{trans}/h_{stat} dans les expériences. On retrouve un coefficient transitoire plus important qu'en stationnaire, comme vu dans le chapitre 1. Deux temps caractéristiques ont été utilisés pour adimensionner les profils temporels : le premier correspond au temps $\tau_{85\%}$ nécessaire pour que T^* atteigne 0,85. Le deuxième correspond au temps $\tau_{1,15}$ nécessaire pour que le rapport h_{trans}/h_{stat} atteigne la valeur 1,15.

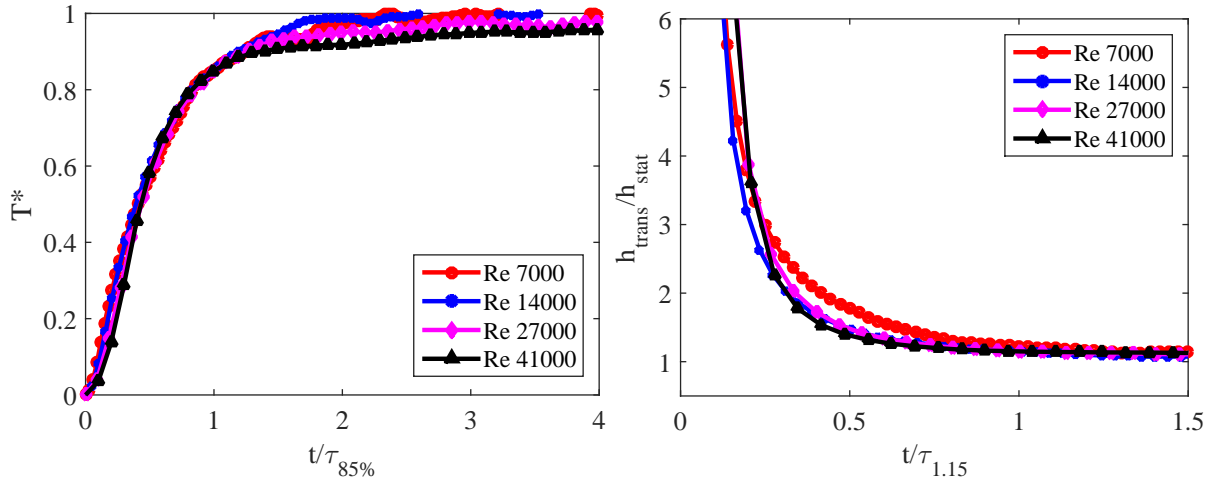


FIGURE 4.10 – Température et coefficient de transfert de chaleur adimensionnés pendant des expériences de convection transitoire, pour différents nombres de Reynolds

En observant la figure 4.11, deux phases dans l'évolution des transferts thermiques se distinguent clairement. La courbe de droite montre l'évolution de la dérivée temporelle de la température $\frac{dT_w}{dt}$ en fonction de l'écart à la valeur initiale $T_w - T_{in}$. Pendant une première phase, en bleu, la dérivée augmente avec la température. Ensuite, la dérivée commence à diminuer de manière linéaire avec la température pendant la partie rouge. Puis la phase stationnaire est atteinte lorsque la courbe rouge atteint le point de taux de variation nul. Cette phase correspond au plateau bleu sur

la courbe de gauche donnant l'évolution temporelle de T_w . On observe que, quand l'alimentation est éteinte et que la température diminue, les mêmes phases sont observées, avec cette fois ci une première partie (en bleu) où la dérivée diminue avec la température puis une seconde partie où la dérivée augmente linéairement quand la température diminue (en noir). Les parties linéaires, rouge et noire, correspondent à une évolution exponentielle de la température, avec a priori un temps caractéristique de la convection transitoire qu'on notera τ . Le refroidissement n'est pas étudié mais le temps τ_{expe} est identique pendant le chauffage et pendant le refroidissement. Ceci se constate car les pentes des courbes rouge et noire ont même valeur absolue. Ceci appuie le fait que ce temps τ_{expe} est une caractéristique de la convection transitoire.

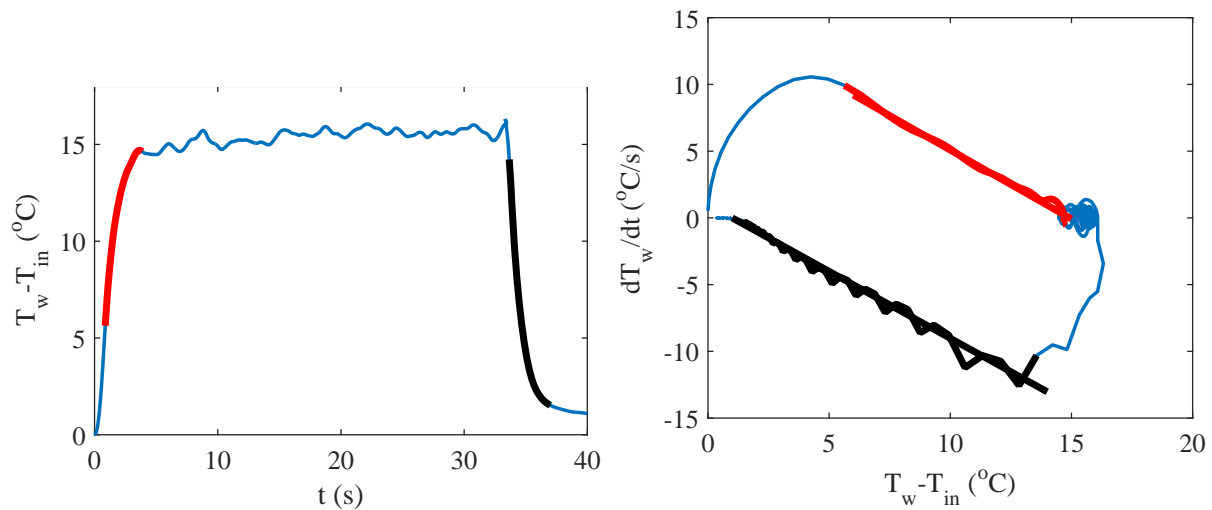


FIGURE 4.11 – Méthode de calcul de τ_{expe} : on suppose une évolution exponentielle et donc une partie linéaire de $\frac{dT_w}{dt}$ en fonction de T_w , avec une pente $1/\tau_{expe}$. La partie rouge correspond au chauffage et la noire au refroidissement.

L'évolution en fonction du nombre de Reynolds des différents temps caractéristiques introduits est montrée figure 4.12. Ils sont comparés aux temps introduits dans l'état de l'art (eq. 1.19, 1.28) :

$$\tau_Z = \frac{4\lambda_l \rho_l C_{pl}}{h_{stat}^2} \quad (4.9)$$

$$\tau = \frac{\rho_w C_{pw} e_w}{h_{stat}} \quad (4.10)$$

Nous rappelons que τ_Z correspond au temps caractéristique d'établissement du co-

efficient de transfert thermique introduit par Hiroshi et Kawamura pour modéliser leurs expériences. τ est le temps caractéristique de l'évolution quasi-statique de la température d'une paroi chauffée avec une température homogène et qui s'écrit sous forme exponentielle.

Nous avons choisi de tracer $1,9\tau$ et $1,9\tau_{expe}$ par souci d'homogénéité entre les différentes définitions des temps caractéristiques. En effet, τ et τ_{expe} correspondent au temps caractéristiques d'une évolution exponentielle pour la température. Pour les comparer à $\tau_{85\%}$ il faut les multiplier par $-\ln 0,15$ c-à-d $1,9$, ce qui revient au temps pour que l'évolution exponentielle atteigne 85% de sa valeur finale.

Les temps caractéristiques expérimentaux comme théoriques diminuent quand le nombre de Reynolds augmente. En effet, plus l'écoulement est important, plus les échanges thermiques sont efficaces et permettent d'atteindre rapidement l'état stationnaire. Les 3 temps sont assez proches et sont du même ordre de grandeur que le temps τ_Z . Le temps caractéristique de l'évolution quasi-stationnaire est plus court pour les faibles nombres de Reynolds mais converge vers les mêmes valeurs que les autres temps caractéristiques autour de $Re \approx 55\,000$, tendance observée par Hiroshi et Kawamura. L'évolution quasi-stationnaire suppose un établissement instantané de la couche limite thermique stationnaire à chaque instant. Quand le nombre de Reynolds augmente, la couche limite thermique s'établit plus rapidement, ce qui peut expliquer la convergence entre les résultats transitoires et les résultats quasi-stationnaires. La durée de la phase non-exponentielle présente dans les expériences diminue quand le nombre de Reynolds augmente, ce qui peut expliquer la convergence des résultats expérimentaux vers les résultats théoriques pour les grands nombres de Reynolds. On peut remarquer que les temps caractéristiques, de l'ordre de la seconde, sont bien inférieurs au temps de diffusion $D_h^2/\alpha \approx 8\,300$ s. Les transferts de chaleur en convection sont bien plus efficaces qu'en conduction.

La figure 4.13 compare deux profils expérimentaux de température de paroi et de coefficient de transfert thermique aux résultats des modèles présentés dans l'état de l'art pour des nombres de Reynolds de 7 000 et 27 000. La solution quasi-stationnaire correspond à l'équation 1.28, avec le temps caractéristique τ . L'autre solution théorique est obtenue en intégrant le bilan énergétique dans une paroi mince en supposant un coefficient de transfert thermique donné par Hiroshi et Kawamura (eq. 1.25) et avec un temps caractéristique τ_Z . Aucun des deux modèles ne convient pour un faible nombre de Reynolds : l'établissement se fait plus lentement qu'en régime quasi-stationnaire et le modèle d'Hiroshi et Kawamura a été établi pour des régimes d'écoulement pleinement turbulent. Par contre, les modèles approchent beaucoup mieux les expériences à grand nombre de Reynolds, l'établissement dans

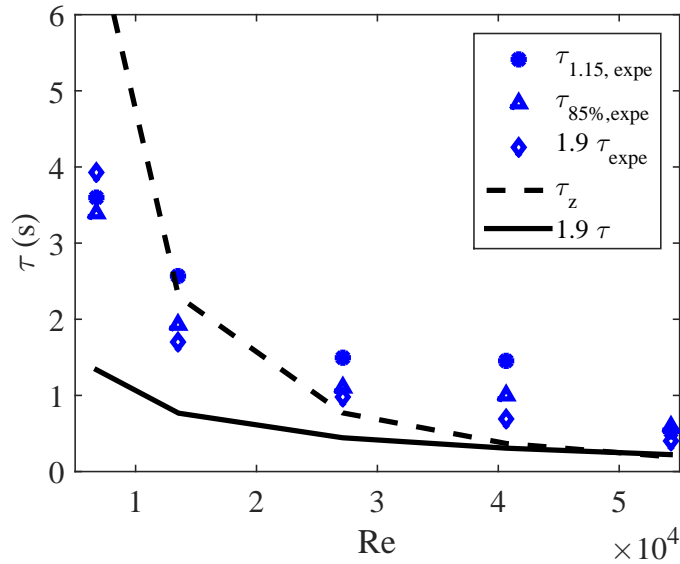


FIGURE 4.12 – Évolution des différents temps caractéristiques en fonction du nombre de Reynolds, comparaison entre les expériences et les modèles

les expériences se faisant toujours un peu plus tard comme vu sur la figure 4.12. Ce retard est certainement dû à la phase non-exponentielle au débuts des essais qui vaut 0,4 s pour un nombre de Reynolds de 7 000 et qui diminue quand le nombre de Reynolds augmente jusqu'à 0,3 s pour un nombre de Reynolds de 27 000.

Les évolutions de température de paroi adimensionnelle, respectivement de coefficient de transfert adimensionnel, en fonction du temps adimensionné par $\tau_{85\%}$, respectivement $\tau_{1.15}$ obtenus par les simulations numériques sont présentés figure 4.14. Ils sont auto-similaires pour différentes valeurs du nombre de Reynolds. Comme les profils expérimentaux (fig. 4.11) ils comportent deux phases. La première phase est cependant beaucoup plus courte dans les simulations que dans les expériences et tend à disparaître pour les grands nombres de Reynolds. La seconde phase d'évolution exponentielle de la température permet de calculer de nouveau un temps caractéristique τ_{simu} .

L'évolution en fonction du nombre de Reynolds des temps caractéristiques des profils simulés est tracée sur la figure 4.15. On retrouve un établissement de la température de paroi et du coefficient de transfert thermique plus rapide quand le nombre de Reynolds augmente. Le coefficient de transfert thermique semble s'établir

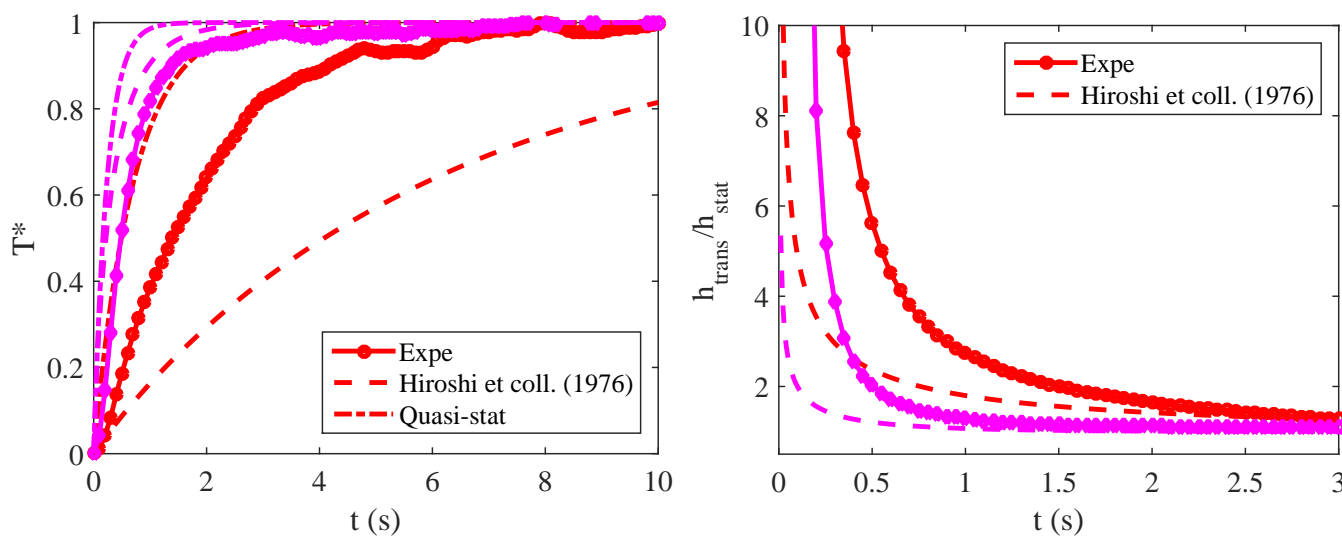


FIGURE 4.13 – Comparaison des expériences et des modèles d’Hiroshi et Kawamura [23] et quasi-stationnaire pour les nombres de Reynolds 7 000 (en rouge) et 27 000 (en mauve). La première phase de forme non exponentielle dure environ 0,4 s pour le nombre de Reynolds 7 000 et 0,3 s pour le nombre de Reynolds 27 000.

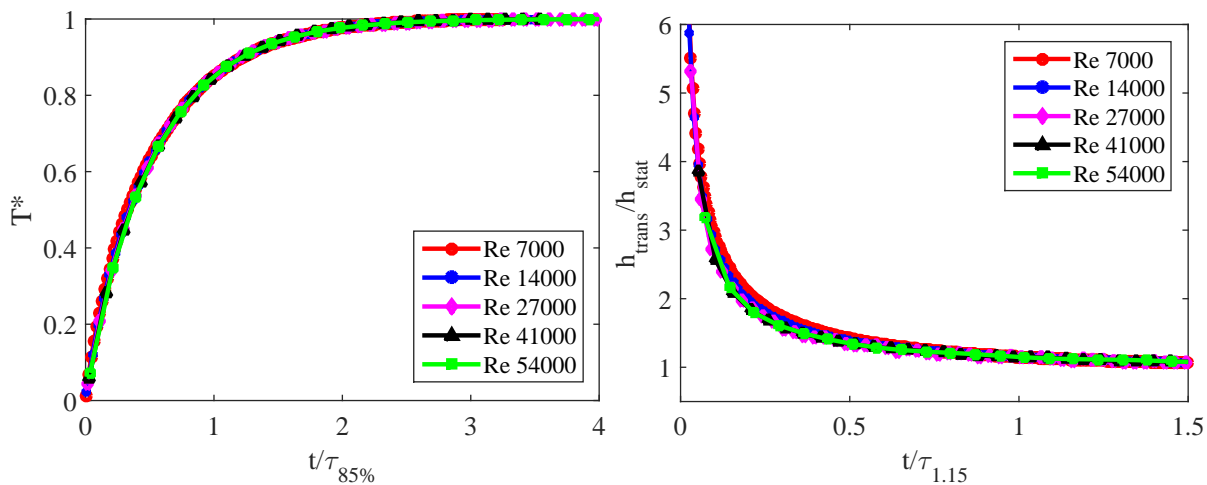


FIGURE 4.14 – Température et coefficient de transfert de chaleur adimensionnés pendant des simulations de convection transitoire, pour différents nombres de Reynolds

plus vite que la température de paroi. Les temps $\tau_{85\%}$ et $1,9\tau$ convergent quand le nombre de Reynolds augmente, signe que l’évolution de la température se rapproche

d'une évolution exponentielle. Cette évolution, tout en étant toujours légèrement plus lente, se rapproche de plus en plus de l'évolution quasi-stationnaire de la température de paroi.

Si on compare les figures 4.12 et 4.15, les temps d'évolutions expérimentaux apparaissent plus grands que les temps simulés, de 1,5 à 2 fois. Cette différence diminue quand le nombre de Reynolds augmente et peut être due à la première partie de l'augmentation de température qui n'est pas exponentielle, dont la durée diminue également quand le nombre de Reynolds augmente. La durée de cette phase va de 0,2 à 0,4s et ne semble varier qu'avec le nombre de Reynolds. Bien que cette durée soit assez courte, la température de paroi peut augmenter de plusieurs degrés. Cela pourrait influencer fortement la suite de l'évolution car finalement, cela fixe le point de départ pour la phase où dT_w/dt décroît linéairement. Nous avons tenté différentes explications pour ce phénomène :

- Pour prendre en compte l'influence du matériau en contact avec la feuille de métal chauffée des simulations ont été faites avec les plaques de quartz collées au demi-cylindre de métal. Nous avons étudié la sensibilité des résultats numériques aux valeurs de la capacité calorifique ainsi que de la conductivité thermique du quartz. Comme Visentini [66] l'avait déjà montré, la feuille de métal est trop fine pour qu'il y ait de grandes pertes thermiques vers les plaques de quartz. Ces différentes simulations n'ont pas montré de changement flagrant dans l'évolution de la température de paroi.
- Des expériences sans fluide, avec de l'air, ont été faites pour varier le rapport entre les diffusivités thermiques de la paroi et du fluide. Les profils de température et de flux de chaleur n'ont pas changé d'allure, seule la durée de la phase avant l'évolution exponentielle s'est rallongée. Ces expériences ont également permis de vérifier que les échanges avec l'air étaient faibles, et donc négligeables devant les échanges avec le liquide. C'est donc bien une phase de transfert thermique relativement plus faible qui explique qualitativement la première phase de chauffe de la paroi. La paroi a beau s'échauffer, les transferts thermiques n'augmentent pas aussi vite que la température de paroi n'augmente. Le taux d'échauffement ne diminue donc pas avec la température de paroi.
- Nous avons également vérifié que le gradient azimuthal de température était quasiment nul au niveau du plan de symétrie du demi-cylindre, et donc que le calcul du flux de chaleur était correct.
- La peinture pourrait introduire un temps de retard entre le signal de la température de paroi coté fluide et le signal de température de la peinture coté air, vu par la caméra.

La figure 4.16 compare deux profils simulés de température de paroi et de coeffi-

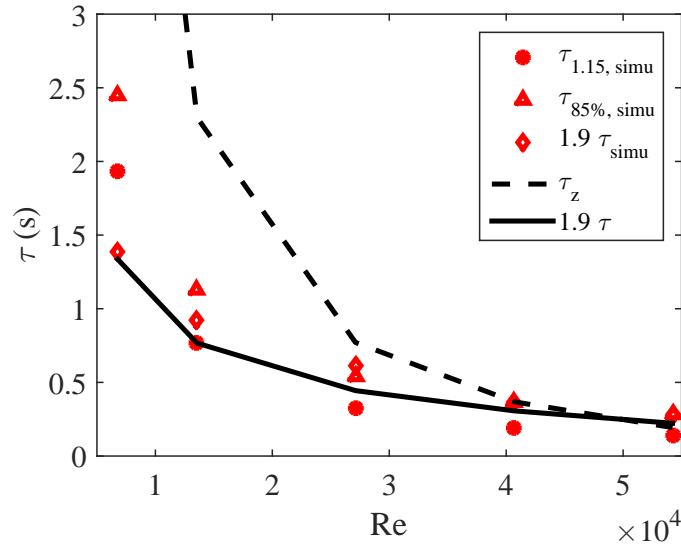


FIGURE 4.15 – Évolution des différents temps caractéristiques en fonction du nombre de Reynolds, comparaison entre les simulations et les modèles

cient de transfert thermique aux résultats des modèles pour des nombres de Reynolds de 7 000 et 27 000. Les modèles s'écartent de la solution obtenue par simulation numérique pour représenter les transferts thermiques à faible nombre de Reynolds. Par contre, ils donnent des résultats très similaires pour un nombre de Reynolds plus important. Le modèle de Hiroshi et Kawamura suit bien l'évolution de la température de paroi et du coefficient de transfert thermique. Le profil quasi-stationnaire reste plus rapide à s'établir mais est une bonne approximation.

La figure 4.17 montre la comparaison entre des profils expérimentaux et des profils simulés pour les nombres de Reynolds de 7 000 et 27 000. L'évolution des profils expérimentaux est toujours retardée certainement par la phase non-exponentielle. Cependant les simulations ont une évolution similaires aux résultats expérimentaux, même à faible nombre de Reynolds contrairement au modèle quasi-statique et au modèle de Hiroshi et Kawamura.

Les simulations donnent accès à l'évolution des épaisseurs des couches limites thermiques définies précédemment : $\delta_{99\%}$ et δ_h (eq. 4.5 et 4.8). De la même manière que pour la température de paroi, un temps pour atteindre 85% de la valeur stationnaire de ces épaisseurs est calculé. La figure 4.18 présente ces résultats : l'épaisseur d'enthalpie δ_h semble s'établir en même temps que la température de paroi tandis

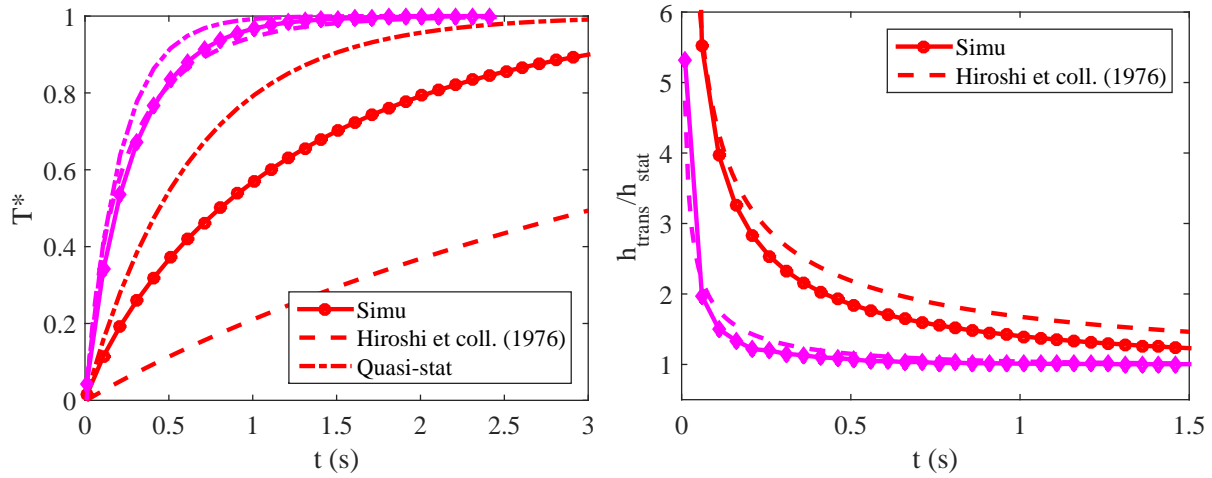


FIGURE 4.16 – Comparaison des simulations et des modèles d’Hiroshi et Kawamura [23] et quasi-stationnaire pour les nombres de Reynolds 7 000 et 27 000

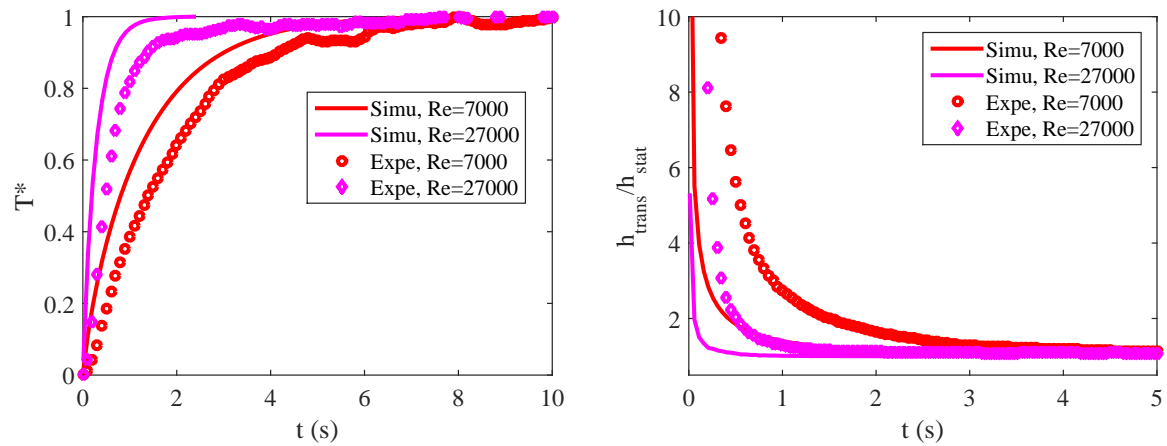


FIGURE 4.17 – Comparaison des simulations et des expériences pour les nombres de Reynolds 7 000 et 27 000

que l’épaisseur $\delta_{99\%}$ s’établit plus rapidement, avec une durée médiane entre le temps d’établissement de la température de paroi et celui d’établissement du coefficient de transfert thermique.

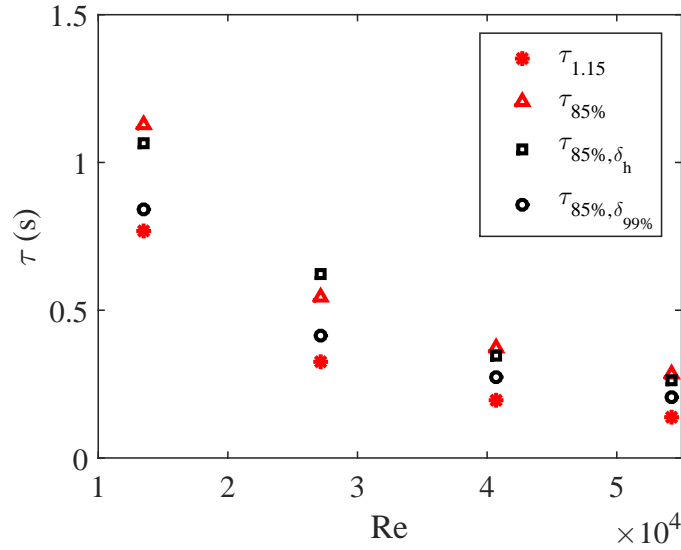


FIGURE 4.18 – Évolution des temps d’établissement de la température de paroi, du coefficient de transfert thermique et des épaisseurs de couche limite thermique en fonction du nombre de Reynolds

4.2.4 Conclusion

L’étude de la convection dans la section d’essai a été faite en comparant des résultats expérimentaux à des résultats de simulations numériques ainsi qu’à des corrélations et modèles de la littérature.

Les profils de température dans le liquide peuvent être modélisés en deux parties. Une couche proche paroi où le transport convectif de chaleur est le plus important, caractérisée par l’épaisseur d’enthalpie δ_h de l’ordre de 0,1 mm. La seconde couche correspond à la loi logarithmique du profil de vitesse. Le flux de chaleur radial y est plus faible et cette couche est limitée par l’épaisseur conventionnelle de couche limite $\delta_{99\%}$, de l’ordre de 1 mm. Dans cette dernière couche, la température suit une loi logarithmique dont on peut tirer une relation entre le nombre de Nusselt et le frottement pariétal, valable pour n’importe quelle position azimutale. Les résultats des simulations sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, et sont également bien approchés par les corrélations de Dittus-Boelter [47] ou de Hasan et coll. [20] en régime stationnaire.

La convection transitoire est étudiée pour un créneau de puissance générée par effet Joule. Les évolutions de la température de paroi et du coefficient de transfert thermique expérimentales et simulées sont similaires mis à part un léger retard de

l'évolution expérimentale. Ces résultats sont également comparés au modèle de Hiroshi et Kawamura [23] obtenu pour une conduite cylindrique et montrent un bon accord pour des nombres de Reynolds supérieurs à 20 000. L'évolution de l'épaisseur de couche limite thermique δ_h , obtenue par les simulations, se fait d'une manière similaire à celle de la température de paroi, ce qui peut s'avérer utile pour modéliser l'évolution de la couche limite proche paroi, et donc le transport convectif de chaleur, en convection transitoire.

Que ce soit en régime stationnaire ou pendant une évolution transitoire, des corrélations et modèles établis pour une géométrie annulaire donnent des résultats similaires aux mesures faites dans le plan de symétrie de notre géométrie semi-annulaire. L'écoulement et les échanges de chaleurs monophasiques dans notre section d'essai sont donc représentatifs de ce qui peut être rencontré autour d'un barreau de combustible nucléaire. Pour que cette similitude soit complète, il faudrait revenir sur celle entre les fluides, en particulier étudier l'influence du nombre de Prandtl (pour de l'eau à 155 bar et 300 °C, $Pr= 0,9$ et pour du HFE7000 à 1 bar et 20 °C, $Pr= 7,8$).

4.3 Déclenchement de l'ébullition

Le déclenchement de l'ébullition dépend fortement de l'état de surface de la paroi chauffée. Cette section commence par la mesure de la mouillabilité de la feuille de métal avec le HFE7000 et par la topographie de sa surface. La détection du déclenchement de l'ébullition à partir de l'évolution temporelle de la température et du flux de chaleur pariétaux est ensuite expliquée. Finalement, les résultats sur le déclenchement de l'ébullition transitoire sont présentés et comparés à des modèles.

4.3.1 Mouillabilité et cavités de la paroi

Le digidrop est un appareil permettant d'étudier les angles de contact (statique, de recul et d'avancée) entre un fluide et un solide. Une photo d'une goutte de fluide déposée sur le substrat (Fig. 4.19) permet d'obtenir le contour de la goutte dont l'angle de contact peut être déduit. En réalité, le HFE7000 est très mouillant sur le métal et forme plutôt une flaque, ce qui rend la mesure de cet angle difficile. De plus, ce liquide s'évapore très vite, c'est donc plus un angle de contact d'évaporation qui est mesuré qu'un angle de contact statique. Les angles de contact θ mesurés pour trois métaux différents avec le HFE7000 sont donnés dans le tableau 4.1.

Des mesures par microscopie à force atomique ont permis de faire la topographie de la surface du métal chauffé. Un levier (125 μm de long, 35 μm de large,



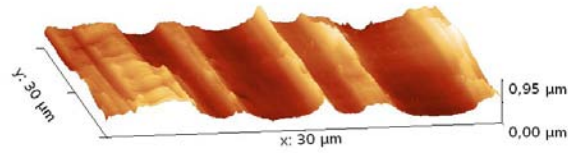
FIGURE 4.19 – Goutte de HFE7000 sur une surface en acier AISI304

Métal	Acier AISI304	Alliage INVAR (Fe-Ni36%)	Inconel
θ	7°	12°	13°

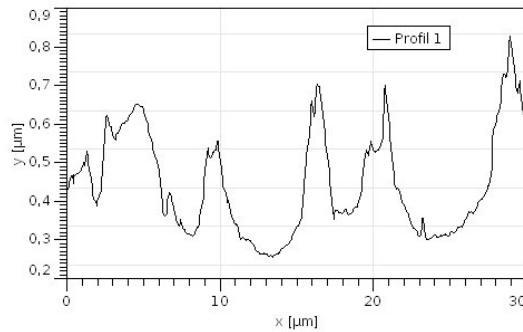
TABLE 4.1 – Angles de contact d'évaporation entre le fluide HFE7000 et différents métaux (mesures faites à l'IMFT)

4,5 μm d'épaisseur) avec une fine pointe au bout (de dimensions de l'ordre de 15 μm) approche la surface. La base du levier oscille à une fréquence et une amplitude imposées à sa base, et la fréquence et l'amplitude auxquelles vibre la pointe qui est au bout sont mesurées avec un laser. Suivant les forces que subit la pointe, son amplitude et sa fréquence vont différer de celles imposées au levier. En cherchant à garder l'amplitude d'oscillation de la pointe constante grâce à un PID, le levier va se balader au dessus de la surface en voyant une force constante, et donc à une distance constante de la surface. Cette méthode permet ainsi de cartographier la surface. La figure 4.20 montre une visualisation 3D et un profil de la surface. De longues rayures sont présentes, de quelques micromètres de largeur (de 1 à presque 10 μm), de 0,1 à 0,2 μm de profondeur, dans le sens de l'enroulement de la feuille de métal : elles sont certainement dues au laminage pendant le processus de fabrication. La surface comporte également de plus petites cavités avec une taille allant de 50 nm à 0,2 μm .

Le HFE7000 est un liquide très mouillant sur la feuille de métal utilisée pour étudier l'ébullition. La surface chauffée comporte des cavités de taille inférieure au micromètre : on s'attend donc à des surchauffes au déclenchement de l'ébullition importantes.



(a) Visualisation 3D



(b) Profil

FIGURE 4.20 – Topographie de la feuille de métal

4.3.2 Détection du déclenchement de l'ébullition

N'ayant pas toujours une synchronisation suffisamment précise entre la caméra rapide et la caméra infrarouge, la détection du déclenchement de l'ébullition se fait par l'analyse des évolutions de la température de paroi T_w et du flux de chaleur ϕ_w . La figure 4.21 montre l'évolution de la température de paroi et du flux de chaleur pour une puissance générée sous forme de créneau entre 0 et 2 s.

On retrouve aux premiers instants l'évolution pendant la convection transitoire, notamment l'évolution linéaire du flux en fonction de la température à partir de $T_w=35$ °C. Cependant, aux alentours de $T_w=55$ °C, le flux augmente plus rapidement avec la température. C'est le signe d'un transfert de chaleur plus efficace, dû à la vaporisation du liquide. Ce moment correspond donc à l'apparition de la première bulle et est noté t_{FVB} (First Vapor Bubble). La température de paroi, le flux de chaleur et

la variation de température à cet instant sont également indicés par FVB . Lors de certains tests où la synchronisation entre caméra rapide et caméra infrarouge était précise, il a été vérifié que cet instant correspondait effectivement à l'apparition de la première bulle.

Bien que l'échange de chaleur soit amélioré après l'apparition de la première bulle, la température continue à augmenter jusqu'à un maximum. La température diminue ensuite quand l'ébullition nucléée commence, avec la paroi alors recouverte de bulles. Le pic correspond à un maximum de la température et à un flux égal à ϕ_{gen} . Le temps et la température correspondants sont notés t_{ONB} et T_{ONB} .

La détection de la première bulle de vapeur et du déclenchement de l'ébullition se fait sur toute la hauteur visible de la paroi chauffée. L'ébullition commence généralement en haut de la paroi, où le liquide est le plus chaud, et se propage vers le bas.

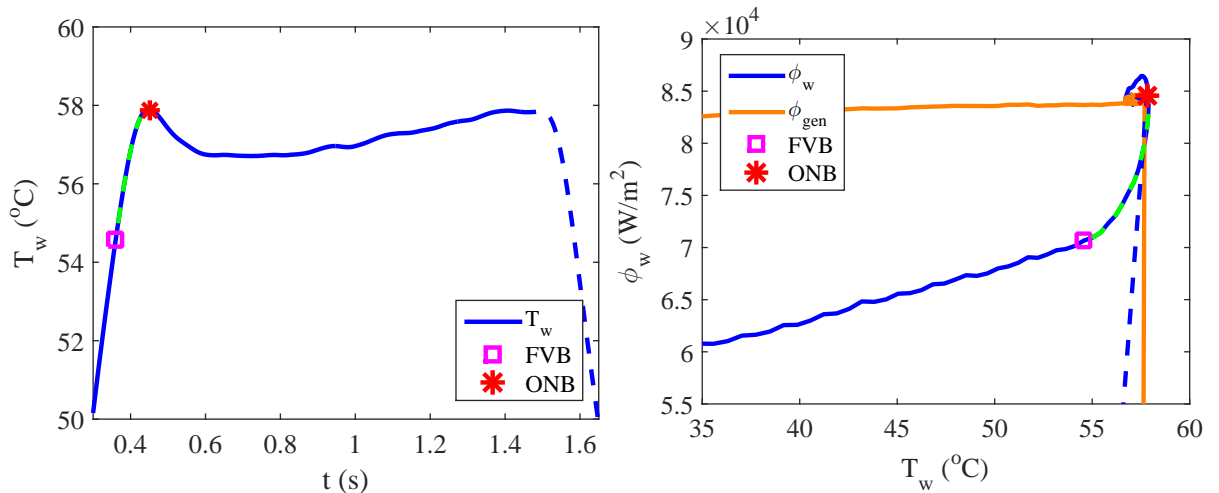


FIGURE 4.21 – Détection du déclenchement de l'ébullition pour des puissances générées sous forme de créneau : l'apparition de vapeur (FVB) correspond à un changement de pente pendant la convection sur la courbe d'ébullition, et le début de l'ébullition nucléée (ONB) correspond au sommet du pic de température

4.3.3 Résultats

La figure 4.22 montre l'évolution de la surchauffe $T_{FVB} - T_{sat}$ à l'apparition de la première bulle de vapeur en fonction de la puissance générée ϕ_{gen} . Suivant la campagne de mesure la tendance n'est pas la même. Les surchauffes de la cam-

pagne en rouge commencent autour de 5 K pour de faibles flux (faibles variations de température) et augmentent quand le flux généré augmente (fortes variations de température). Les surchauffes à la première bulle de vapeur ne varient pas avec le flux généré pour les autres campagnes, et se situent autour de 20 K. Il y a cependant une forte dispersion d'environ ± 5 K. Les surchauffes plus importantes lors de ces campagnes, par rapport à la première en rouge, laissent supposer que les bulles apparaissent dans des cavités plus petites. Il semble que l'écoulement ait peu d'influence sur les surchauffes.

Le temps au bout duquel apparaît la première bulle de vapeur t_{FVB} diminue quand la variation de température augmente : plus la paroi, et donc le liquide, chauffent vite, plus vite la température pour qu'une bulle puisse croître est atteinte.

La température de paroi augmentant rapidement pendant la convection transitoire, une faible variation du temps t_{FVB} va induire une forte variation de T_{FVB} , ce qui explique une dispersion apparente plus grande pour les températures que pour les temps. Par exemple pour un taux de chauffe de 50 K/s, une dispersion typique de 0,1 s sur le temps entraîne une dispersion de $0,1 \times 50 = 5$ K sur la température, ce qui est de l'ordre de grandeur de la dispersion observée sur la température.

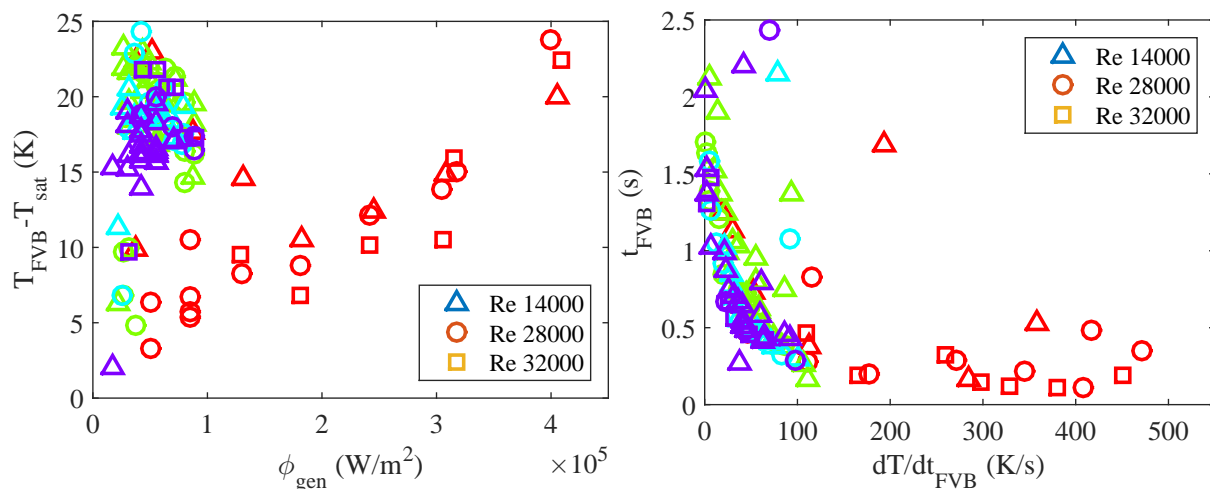


FIGURE 4.22 – Température et temps correspond à la première bulle de vapeur FVB en fonction du flux généré ϕ_{gen} et de la variation de température dT/dt_{FVB} . Chaque couleur correspond à une campagne de mesures.

Il est plus pertinent de tracer certaines grandeurs en fonction de ϕ_{gen} et d'autres en fonction de dT/dt_{FVB} . L'équivalence entre ces deux variables est donnée par la

figure 4.23.

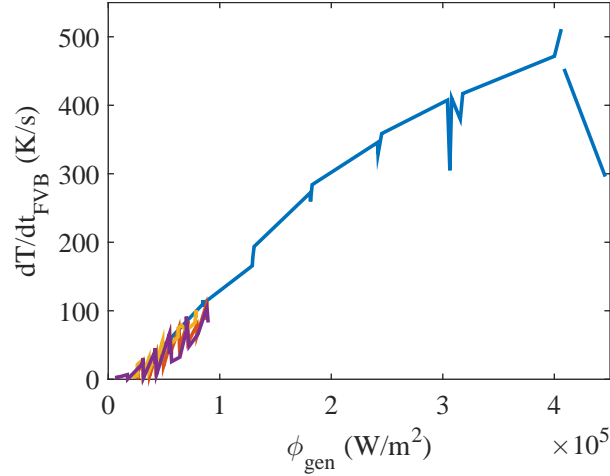


FIGURE 4.23 – Variation de température au moment où apparaît la première bulle de vapeur en fonction de la puissance générée

La masse molaire du HFE700 est $M=0,2$ kg/mol. En supposant un taux de nucléation $J=10^{12}$ $m^{-3}s^{-1}$, les équations 1.35 et 1.35 donnent des températures de surchauffe d'environ 125 °C pour de la nucléation homogène et de 172 °C pour de la nucléation hétérogène sur paroi lisse. Ces températures ne sont jamais atteintes au déclenchement de l'ébullition et donc ces mécanismes de déclenchement ne sont jamais rencontrés.

Les surchauffes stationnaires sont supposées celles vers lesquelles tendent les surchauffes en transitoire quand ϕ_{gen} tend vers 0 : 5 K et 20 K suivant les campagnes. Les tailles de cavités r_c déduites du modèle de Hsu (Eq. 1.40) sont alors de $1\mu m$ et $0,27\mu m$. Ces tailles de cavités sont dans la gamme des $0,1\mu m$ à $1\mu m$ mesurés par microscopie à force atomique. Les tailles de couche limite thermique caractéristiques des échanges de chaleur ont été caractérisées dans la section 4.2 et ont été quantifiées à environ $0,1mm$. Le rapport entre la taille de la bulle et l'épaisseur de couche limite thermique r_b/δ_t est donc de l'ordre de $0,005 - 0,02$. Ce rapport étant faible, l'influence de l'écoulement ou du sous-refroidissement (Eq. 1.40) ne peut être visible parmi la dispersion des mesures.

Les surchauffes à la première bulle de vapeur sont comparées au modèle de Hsu instationnaire appliqué à de la convection transitoire (Eq. 1.45) sur la figure 4.24. Les surchauffes à l'équilibre $T_{eq}(r_e)$ et les rayons de bulles utilisés dans le modèle sont ceux déduits précédemment. Les résultats de la campagne correspondants aux points en rouge, associée à la surchauffe stationnaire de 5 K à la taille de cavité de $1\mu m$,

sont bien approchés par le modèle. Les autres campagnes sont associées à une taille caractéristique de cavité plus petite, de $0,27\mu m$, ce qui réduit fortement l'influence de la chauffe, qui n'est donc pas visible sur la petite gamme de taux de chauffe sur laquelle elles ont été réalisées.

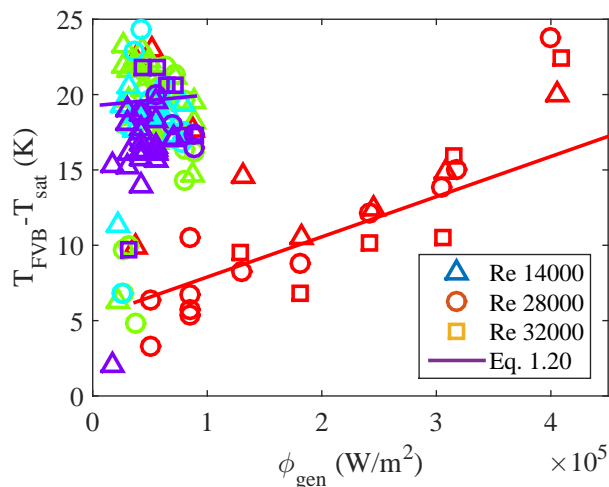


FIGURE 4.24 – Surchauffes à la première bulle de vapeur comparées au modèle de Hsu instationnaire en convection transitoire (Eq. 1.45). Les couleurs correspondent à différentes campagnes, les symboles à différents débits.

La figure 4.25 présente à gauche la différence de température entre l'apparition de la première bulle de vapeur et le déclenchement de l'ébullition nucléée (repéré par le sommet du pic de température) $T_{ONB} - T_{FVB}$ en fonction de la variation de température dT/dt_{FVB} . Cette différence augmente d'abord linéairement en fonction de la variation de température, avec la même tendance pour toutes les campagnes. Il semblerait qu'aux alentours de $dT/dt_{FVB} \approx 270$ K/s la pente change. Cette courbe a été approchée par :

$$T_{ONB} - T_{FVB} = 0.059 \frac{dT}{dt}_{FVB} \text{ pour } \frac{dT}{dt}_{FVB} < 272K/s \quad (4.11)$$

$$T_{ONB} - T_{FVB} = 12.2 + 0.014 \frac{dT}{dt}_{FVB} \text{ pour } \frac{dT}{dt}_{FVB} > 272K/s \quad (4.12)$$

Les mesures de la différence de temps $t_{ONB} - t_{FVB}$ sont assez dispersées. Cependant, les mesures des campagnes à faible flux sont regroupées autour de la valeur 0,06 s tandis que les mesures de la campagne balayant une grande gamme de flux

généralisés diminuent de 0,15 s à 0,04 s quand le taux de chauffe augmente. La valeur de 0,06 s est quasiment égale à la première pente de l'évolution de $T_{ONB} - T_{FVB}$ avec dT/dt_{FVB} . Ce temps serait donc nécessaire au déclenchement de l'ébullition, et pendant cette période, le flux transféré serait amélioré par rapport à la convection transitoire tout en restant bien inférieur au flux observé en ébullition nucléée. La paroi continuerait donc à chauffer jusqu'à la température T_{ONB} .

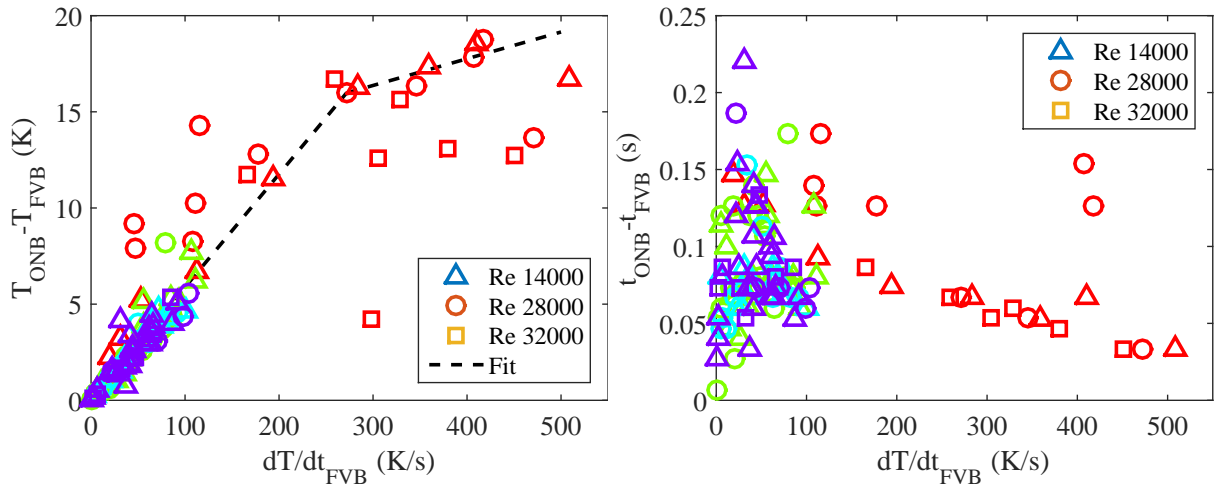


FIGURE 4.25 – Variation de température et de temps entre l'apparition de la première bulle de vapeur FVB et le déclenchement de l'ébullition nucléée ONB

Les visualisations (Fig. 4.26) montrent en effet que la première bulle de vapeur qui apparaît se propage vers le haut par évaporation de la couche de liquide surchauffée. Cette élongation se fait d'abord très rapidement puis ralentit (de quelques m/s à 0,4 m/s). Tout en s'étirant vers le haut, la couche de vapeur s'épaissit également mais beaucoup plus lentement (0,1 m/s). Quand la couche de vapeur fait une taille de 2 à 8 mm de longueur, de 2 à 4 mm de largeur suivant les cas, elle se déstabilise et se casse en poches de vapeur, qui laissent ensuite place à l'ébullition nucléée avec de plus petites bulles de vapeur (de 0,1 à 1 mm de rayon). La croissance de la bulle à la poche de vapeur se fait sur des temps de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes. On peut supposer que :

- Quand la première bulle apparaît (Photo 4.26a), elle se propage en une couverture de vapeur dans la couche de liquide surchauffé (Photos 4.26b et 4.26c), sous laquelle il persiste un film liquide trop fin pour être observé
- Cette couverture de vapeur isole en partie la paroi, qui continue donc à monter

en température

- Quand la couverture de vapeur est suffisamment grande et épaisse, elle se déstabilise en poches de vapeur (Photo 4.26d)
- Ces poches de vapeur se détachent et laissent place à l'ébullition nucléée (Photos 4.26d et 4.26e). L'ébullition nucléée étant amorcée, la température diminue

En première approche, on considère que la couche de vapeur se propage dans une couche liquide surchauffée à $T_l = T_{eq}$ suivant la même évolution qu'une bulle dans un milieu infini (solution aux grands temps de Mikic et coll. [43], eq. 1.52). La longueur critique pour considérer la déstabilisation du film de vapeur est déterminée en approchant au mieux les résultats de la figure 4.25 et est imposée à 1,8 mm pour la campagne à forts flux (en rouge) et à 3,5 mm pour les autres campagnes.

La figure 4.27 compare les différences de temps $t_{ONB} - t_{FVB}$ expérimentales à celles données par le modèle décrit. Il y a un relativement bon accord, et les longueurs critiques trouvées (1.8 mm et 3.5 mm) correspondent à 2 et 4 fois la longueur capillaire L_c définie par :

$$L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}} \approx 0.9mm \quad (4.13)$$

et caractéristique des déstabilisations de poches de vapeur sous l'effet de la gravité. La figure de droite représente la longueur critique de la couverture de vapeur calculée avec l'équation 1.52 à partir de la différence de temps $t_{ONB} - t_{FVB}$. Ces valeurs sont très dispersées, allant de 1 à 6 mm mais sont similaires aux longueurs observées à partir des visualisations.

Il n'y a pas d'influence visible de l'écoulement ou du sous-refroidissement sur T_{ONB} . On suppose que la nappe de vapeur se propage dans une couche de liquide surchauffée existant au temps t_{FVB} . L'épaisseur de cette couche dépend donc de la température T_{FVB} , qui ne varie pas avec l'écoulement ou le sous-refroidissement dans notre cas. On peut s'attendre à ce que l'évolution de T_{ONB} avec l'écoulement et le sous-refroidissement soit similaire à celle de T_{FVB} , et donc que leur influence soit visible pour de plus grosses tailles de cavité.

4.3.4 Conclusion

L'état de surface de la feuille de métal chauffée a été en partie caractérisé : les cavités présentes ont des tailles de l'ordre de 0,1 à 1 μm et le fluide HFE7000 est très mouillant sur le matériau utilisé.

Deux températures caractéristiques du déclenchement de l'ébullition ont été observées :

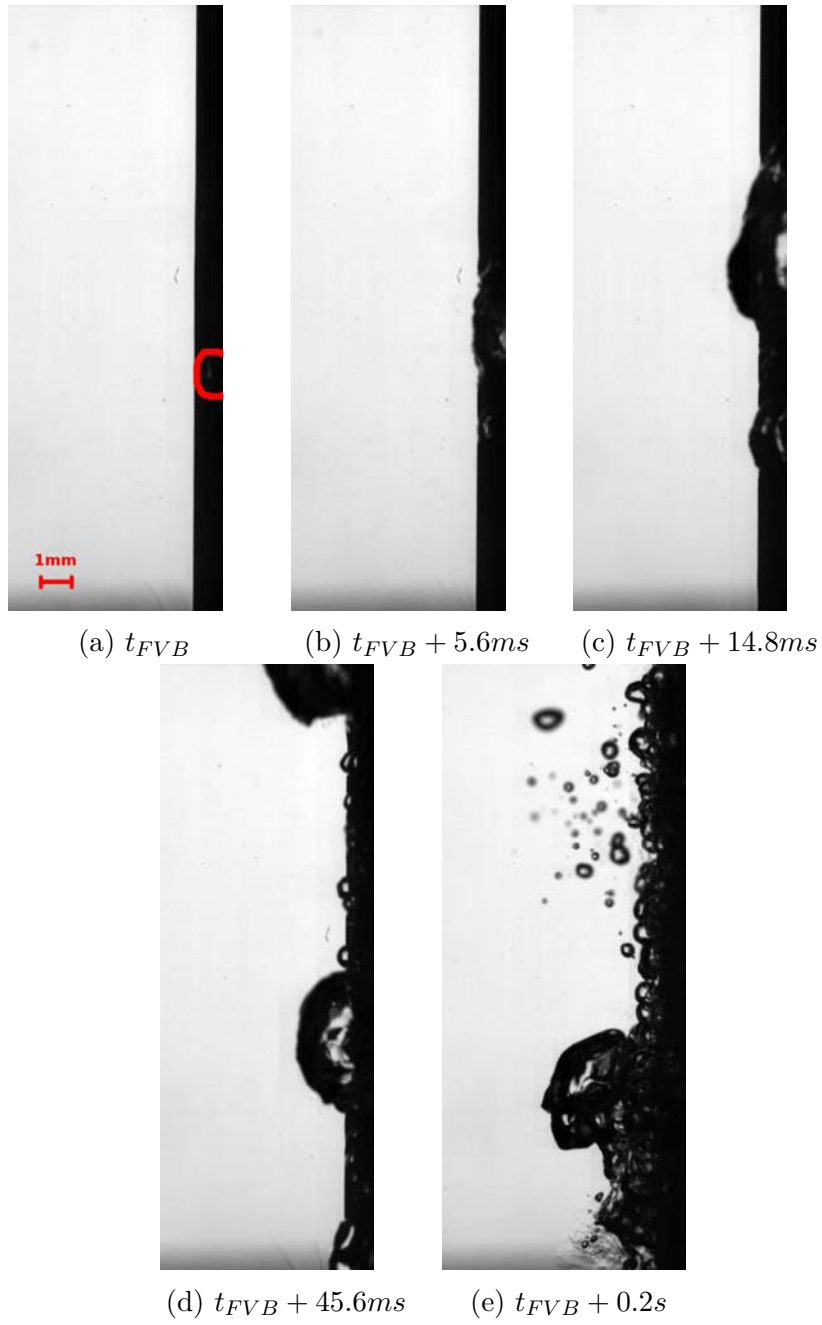


FIGURE 4.26 – Déclenchement de l'ébullition

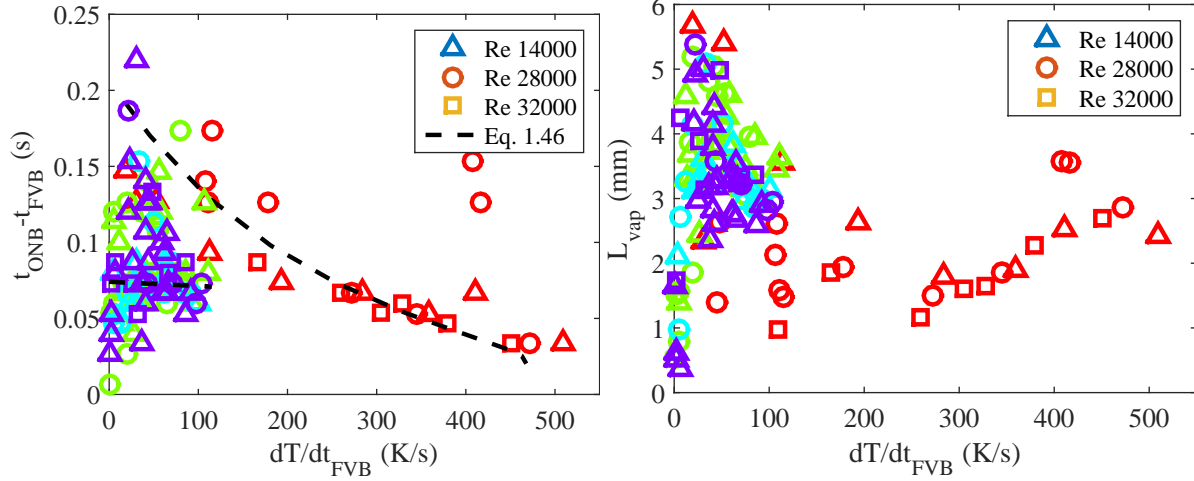


FIGURE 4.27 – A gauche : Comparaison des valeurs expérimentales de $t_{ONB} - t_{FVB}$ avec un modèle de déstabilisation d'un film de vapeur évoluant suivant l'équation 1.52 de Mikic et coll. A droite : Longueur critique calculée à partir de l'équation 1.52 de Mikic et coll. et de la différence $t_{ONB} - t_{FVB}$ expérimentale

- La température T_{FVB} où apparaît la première bulle de vapeur est bien modélisée par le modèle de Hsu instationnaire. Du fait des petites tailles de cavité, l'influence du sous-refroidissement et de l'écoulement est négligeable, comme prédit par le modèle.
- La première bulle grandit rapidement dans la couche de liquide surchauffée en une nappe de vapeur qui limite les échanges thermiques. La température de paroi continue donc d'augmenter jusqu'à une température T_{ONB} où cette nappe de vapeur se fragmente et laisse place à l'ébullition nucléée. La croissance de la nappe de vapeur peut être modélisée par la loi de Mikic et Rohsenow et la fragmentation semble apparaître quand la nappe de vapeur a des dimensions proches de la longueur capillaire. L'influence du sous-refroidissement et de l'écoulement n'est également pas visible, a priori pour les mêmes raisons que pour T_{FVB} .

L'état de surface influe grandement sur le déclenchement de l'ébullition : si les cavités où les bulles nucléent sont trop petites, la surchauffe est plus importante et l'influence du transitoire n'est plus visible.

4.4 Ébullition nucléée convective

Les courbes d'ébullition nucléée stationnaire obtenues au cours de différentes campagnes sont d'abord validées par la comparaison avec des corrélations de la littérature. La taille des bulles au détachement est comparée à un modèle simple basé sur le bilan des forces exercées sur une bulle qui croît sur une paroi chauffée. Pour finir, l'effet du transitoire sur l'ébullition nucléée est étudié à travers différentes expériences : puissance en forme de créneau, puissance augmentée et diminuée par paliers, et température de paroi imposée avec une variation dT_w/dt constante.

4.4.1 Ébullition nucléée convective stationnaire

Courbe d'ébullition

Les expériences amènent souvent à la destruction de la paroi chauffée au bout de dix à quarante essais suivant les tests effectués. La figure 4.28 montre une grande partie des courbes d'ébullition stationnaire obtenues pendant la thèse. Même si les ordres de grandeur sont similaires, des différences sont visibles entre les différentes campagnes. La température de début d'ébullition peut notamment changer suivant la surface, comme il a été précédemment mentionné dans la section 4.3.

La courbe d'ébullition stationnaire va donc être étudiée pour une seule paroi chauffée, pour laquelle suffisamment d'essais ont pu être réalisés pour observer l'influence de l'écoulement et du sous-refroidissement. Les mesures présentées correspondent à une zone à environ 15 cm du bas de la section chauffée. L'échange de chaleur en ébullition nucléée stationnaire est relativement homogène suivant la hauteur. On peut s'attendre cependant à ce que les variations soient plus importantes à proximité de l'endroit où l'ébullition commence. La figure 4.29 montre les courbes d'ébullition stationnaire pour deux nombres de Reynolds (14000 et 28 000) et trois sous-refroidissements (10, 15 et 20 K). Ces sous-refroidissements correspondent à des titres thermodynamiques χ de $-0,11$, $-0,6$ et $-0,21$. Les flux de chaleur sont inférieurs à $0,1 \text{ MW/m}^2$ car à puissance imposée, les essais deviennent transitoires au delà de cette limite. L'influence de l'écoulement n'est pas clairement visible, et il faudrait plus de points et une gamme plus importante de débits pour s'y intéresser. L'influence du sous-refroidissement est par contre bien visible : l'augmentation de ΔT_{sub} améliore le flux de chaleur.

Nous avons choisi de comparer les données expérimentales avec les corrélations de Chen (eq. 1.53 avec eq. 1.59) et de Rohsenow (eq. 1.53 avec eq. 1.57). La constante C_{sf}

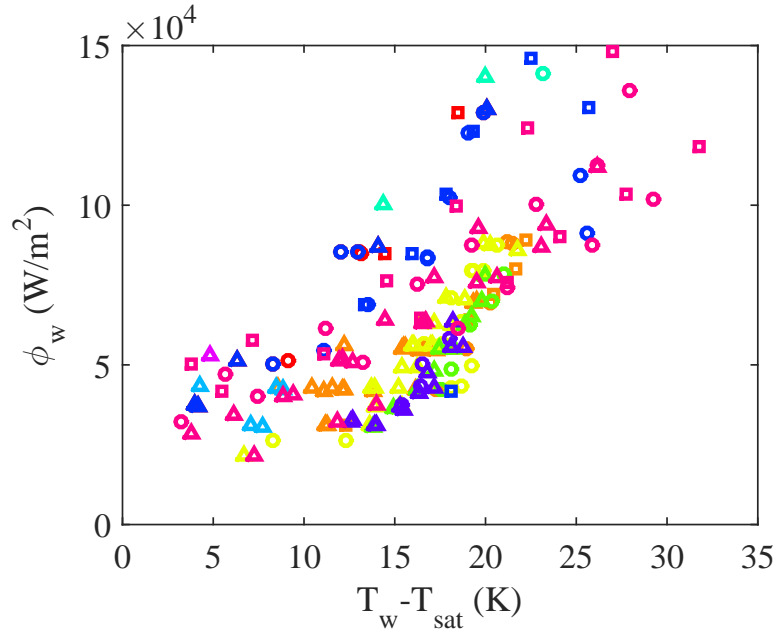


FIGURE 4.28 – Courbes d'ébullition : chaque couleur correspond à une campagne différente, et donc généralement une surface chauffée différente. Chaque symbole correspond à un débit différent (triangle : 0,1 L/s, rond : 0,2 L/s, carré : 0,3 L/s). Le sous-refroidissement peut également changer mais n'est pas symbolisé.

de la corrélation de Rohsenow a été fixée à 0,006 pour un bon accord avec les données expérimentales. Cette valeur est comprise dans la gamme 0,005–0,015 correspondant à l'ébullition du n-pentane sur différents métaux. Le n-pentane est un fluide mouillant, comme le HFE7000, et donc la valeur de C_{sf} choisie est cohérente. La corrélation de Forster et Zuber, utilisée dans la corrélation de Chen pour modéliser l'ébullition nucléée, est multipliée par 0,72. La corrélation de Forster et Zuber ayant été établie pour de l'eau, cette correction a été introduite pour modéliser le HFE7000 par Visentini [66]. L'échange de chaleur convectif est calculé avec l'équation 4.4 obtenue pour la conduite semi-annulaire dans la section 4.2.

Les courbes à gauche de la figure 4.30 montrent le flux calculé avec la corrélation de Rohsenow pour les nombres de Reynolds 14000 et 28 000. La contribution de la convection est également tracée. Bien que le flux convectif double entre les deux valeurs de Re , l'influence sur le flux total est faible voire disparaît quand la surchauffe augmente.

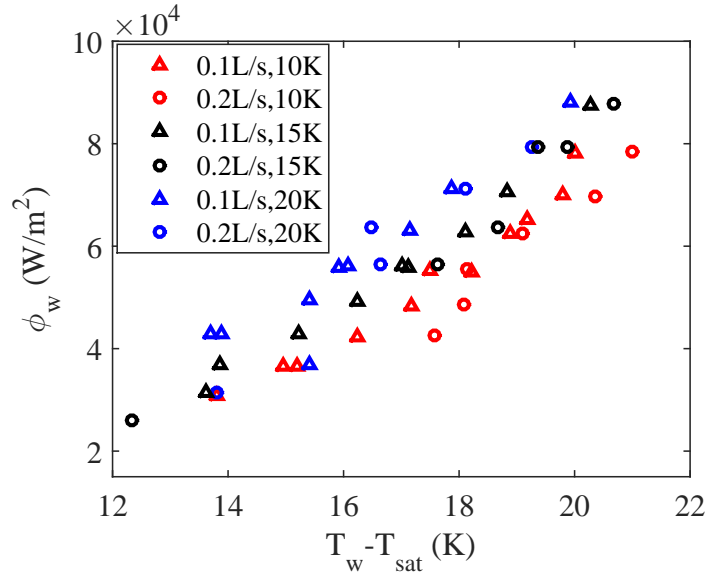


FIGURE 4.29 – Courbes d'ébullition stationnaire pour deux débits et trois sous-refroidissements ($Q = 0, 1, 0, 2$ L/s et $\Delta T_{sub} = 10, 15, 20$ K)

Les courbes de droite montrent le flux calculé avec la corrélation de Rohsenow pour les sous-refroidissements 10 et 20 K. La variation de la contribution convective avec le sous-refroidissement n'est pas suffisante pour rendre compte de l'influence de ΔT_{sub} sur le transfert thermique total. Nous avons donc choisi de multiplier la contribution de l'ébullition nucléée par un facteur correctif S_{sub} :

$$\phi_{PB*} = S S_{sub} \phi_{PB} \quad \text{avec } S_{sub} = 1 + 3.27 \times 10^{-4} Ja_{sub}^2 \quad (4.14)$$

L'influence de l'écoulement et du sous-refroidissement sur la corrélation de Chen est similaire à celle représentée par la corrélation de Rohsenow et n'est donc pas montrée.

La figure 4.31 compare les corrélations de Chen et de Rohsenow aux données expérimentales. Pour les deux corrélations, les facteurs correctifs S et S_{sub} sont utilisés. La corrélation de Rohsenow avec un coefficient C_{sf} de 0,006 et le facteur correctif S_{sub} approche bien les mesures. La corrélation de Chen suit bien la tendance des mesures mais reste moins adéquate que la corrélation de Rohsenow pour ces expériences.

Les corrélations de Chen et de Rohsenow rendent bien compte de la faible influence de l'écoulement pour les paramètres expérimentaux utilisés. L'influence du sous-refroidissement est par contre importante et doit être modélisée par un facteur

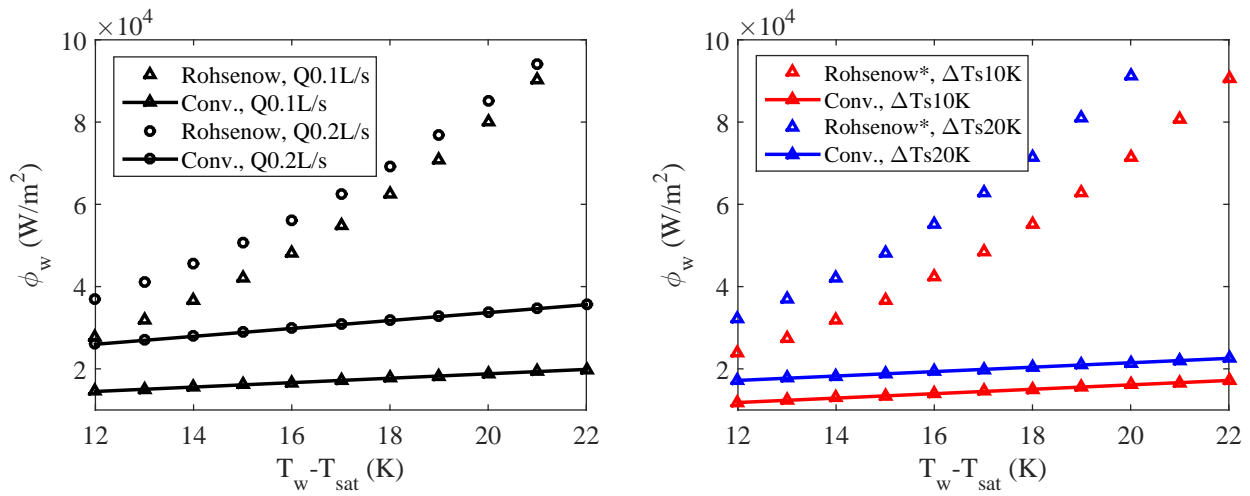


FIGURE 4.30 – Influence du débit et du sous-refroidissement sur la corrélation de Rohsenow ($\Delta T_{sub} = 15$ K à gauche, $Q = 0,1$ L/s à droite)

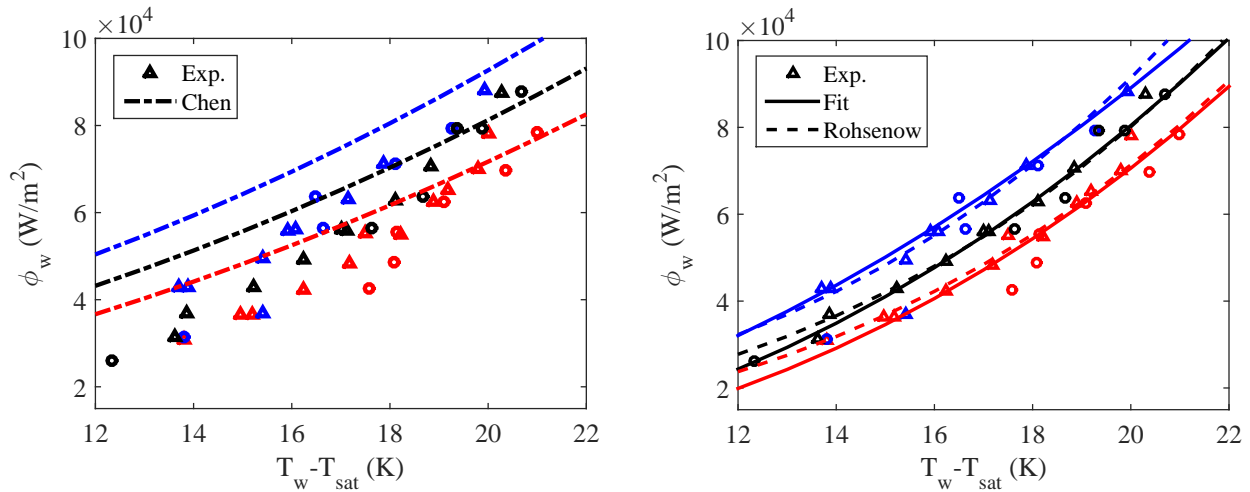


FIGURE 4.31 – Comparaison des données expérimentales avec les corrélations de Chen et de Rohsenow

correctif sur la contribution de l'ébullition nucléée. La corrélation de Rohsenow, avec une constante C_{sf} appropriée, est à même de modéliser les courbes d'ébullition stationnaire présentées. Nous rappelons cependant que ces courbes peuvent varier suivant la surface chauffée utilisée, et donc que cette constante C_{sf} doit être également ajustée.

Tailles de bulles

À partir des films de la caméra rapide, la taille de la couche de bulles à la paroi peut être mesurée pendant l'ébullition nucléée (section 2.4.4). Il est difficile de préciser à quoi correspond précisément cette épaisseur de couche de bulles : les bulles sont rarement isolées et il n'est pas possible d'observer en détail la croissance et le détachement ou glissement des bulles. Il est possible sur certains films d'observer au moins trois types de croissance :

- La bulle croît puis glisse le long de la paroi tout en continuant à grandir. Le sommet de la bulle est sûrement encore à l'intérieur de la couche de liquide surchauffée et peut donc encore grandir.
- La bulle croît puis glisse en diminuant de volume. Il est possible qu'une forte croissance fasse dépasser la bulle de la couche de liquide surchauffée et donc qu'elle se recondense en glissant.
- Pour de très fort flux (correspondant souvent à de l'ébullition transitoire), certaines bulles arrivent à se détacher et à partir dans l'écoulement. Suivant les cas, elles sortent de la zone de visualisation, elles se recondensent ou alors reviennent vers la paroi et coalescent avec d'autres bulles.

La figure 4.32 montre l'épaisseur de la couche de bulles mesurée expérimentalement en fonction de la puissance imposée et en fonction du nombre de Jakob ($Ja = \frac{\rho_l C_{pl}(T_w - T_{sat})}{\rho_v h_{lv}}$), pour différents débits et sous-refroidissements. L'épaisseur de bulle mesurée se corrèle bien avec la puissance générée ou la température de paroi : plus il y a d'énergie passé vers le fluide, plus les bulles sont grosses. L'influence du débit et du sous-refroidissement est bien visible sur la courbe en fonction de la puissance : le sous-refroidissement joue sur la vitesse de croissance de la bulle en la ralentissant et donc diminue la force d'inertie qui s'oppose au détachement de la bulle. Quand le débit augmente, la force de traînée augmente et détache plus facilement la bulle. La taille au détachement va donc diminuer avec l'augmentation du débit. L'écoulement peut également augmenter l'effet du sous-refroidissement en rendant plus efficaces les transferts thermiques et donc intensifier la condensation. L'influence du débit est toujours visible sur la courbe en fonction du nombre de Jakob mais l'influence du sous-refroidissement devient moins claire.

Les simulations numériques ont montré que les épaisseurs de couche de bulles sont largement supérieures à l'épaisseur de liquide surchauffée. En effet, la couche de liquide avec une température supérieure à T_{sat} a une épaisseur de l'ordre de 0,1 mm. Un diamètre de détachement peut être calculé à partir d'un modèle basé sur le bi-

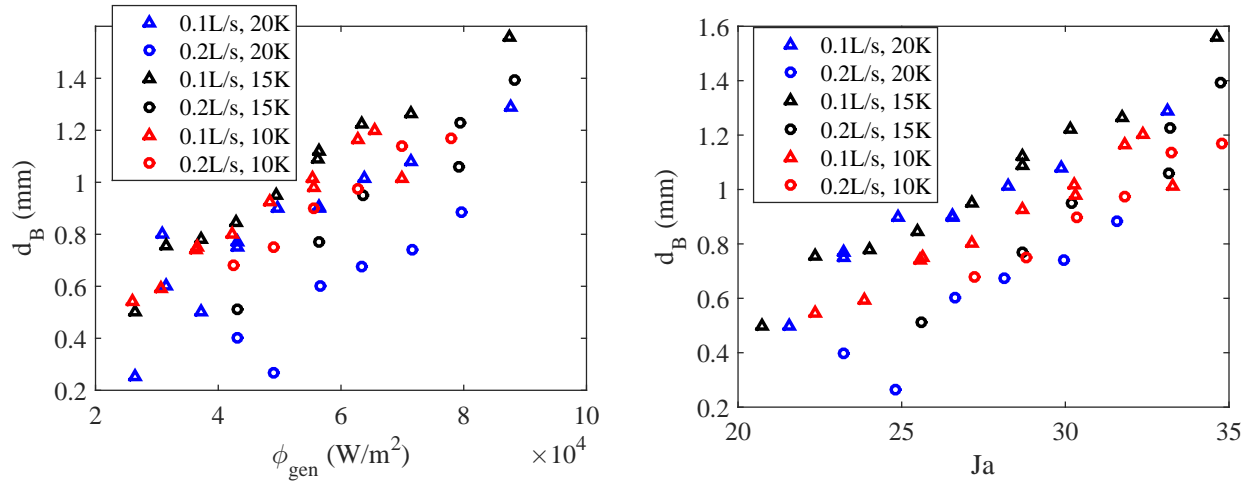


FIGURE 4.32 – Épaisseur de couche de bulles pour différentes puissances et différents sous-refroidissements

lan des forces exercées sur une bulle (Annexe A). La figure 4.33 compare l'épaisseur de couche de bulle mesurée expérimentalement avec le diamètre de détachement modélisé. La constante K pour calculer la croissance de la bulle est fixée à 1,6 pour approcher au mieux les mesures. Les corrélations de Legendre et Magnaudet [36] et de Mei et Klausner [42] donnent sensiblement les mêmes résultats pour le calcul des forces de portance et de traînée. Le bilan des forces exercées sur la bulle, montre que le détachement de la bulle va se faire en premier lieu en glissant le long de la paroi. Il est intéressant de constater que les diamètres de bulles obtenus pour les deux débits étudiés encadrent bien les résultats expérimentaux. Cette modélisation simplifiée permet de retrouver les tendances expérimentales, à savoir l'augmentation de l'épaisseur de couche de bulle avec la surchauffe et la diminution avec la vitesse du liquide.

4.4.2 Ébullition nucléée transitoire entre paliers d'ébullition stationnaire

Un des principaux problèmes pour étudier l'ébullition transitoire est d'avoir une courbe d'ébullition stationnaire de référence. En effet, le changement de la paroi chauffée peut modifier la courbe d'ébullition stationnaire, et de plus le régime stationnaire est difficile à obtenir pour des surchauffes élevées. Pour s'affranchir de

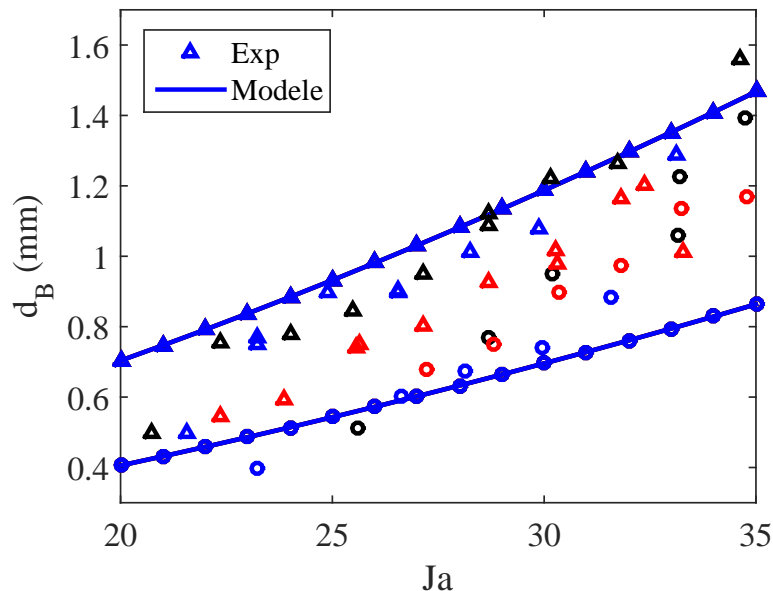


FIGURE 4.33 – Comparaison entre l'épaisseur de couche de bulles mesurée (Fig. 4.32) et un diamètre de détachement de bulle modélisé avec un bilan de forces pour deux débits (triangle : 0,1 L/s, rond : 0,2 L/s). Les couleurs correspondent à différents sous-refroidissements (rouge : $\Delta T_{sub} = 10$ K, noir : $\Delta T_{sub} = 15$ K, rouge : $\Delta T_{sub} = 20$ K)

cet inconvénient, l'ébullition transitoire a été étudiée entre des paliers d'ébullition stationnaire. Différents paliers de puissances (Figure 4.34) sont imposés, suffisamment longs pour que l'ébullition nucléée se stabilise. On observe ainsi des transitoires d'ébullition nucléée entre des points stationnaires qui servent de référence. Les mesures présentées correspondent à une distance d'environ 10 cm du bas de la surface chauffée. La température est relativement homogène sur la hauteur.

Les transitoires entre les paliers sont étudiés de la même façon que pour la convection. Pour chaque palier, la température est rendue sans dimension par les températures au début du palier T_i et à la fin du palier T_f . L'évolution de cette température adimensionnée est identique pour tous les paliers, que ce soit pendant le chauffage ou pendant le refroidissement (gauche de la figure 4.35).

Le graphique à droite de la figure 4.35 montre l'évolution du rapport des coefficients de transfert de chaleur transitoire et stationnaire, pendant des chauffages et pendant des refroidissements. Cette évolution a une allure similaire pour tous les paliers, avec d'abord une augmentation (respectivement une diminution) de h_{trans}/h_{stat}

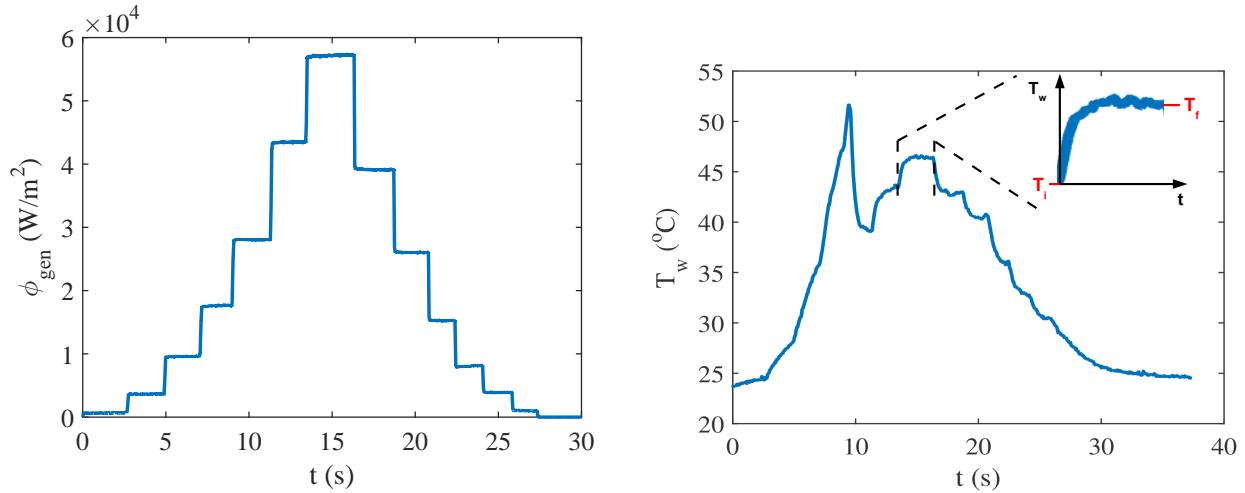


FIGURE 4.34 – Tests d'ébullition nucléée transitoire entre différents paliers de puissance ϕ_{gen} ($Q=0,1$ L/s)

jusqu'à un maximum (respectivement un minimum). Ensuite, le ratio diminue (respectivement augmente) jusqu'à 1. Plus la différence entre les températures de fin et de début de palier $|T_f - T_i|$ est importante, plus le maximum (ou minimum) est important. Ce comportement diffère de ce qui a été observé pour la convection transitoire dans la section 4.2 où le rapport h_{trans}/h_{stat} ne change pas suivant les paliers. Néanmoins, on peut noter une différence entre les deux situations : les essais de convection transitoire ont tous été faits à partir du même état de base, c-à-d avec un flux nul. Hiroshi et Kawamura [23] ont observé dans leurs expériences de convection transitoire que lorsqu'ils imposaient un flux de chaleur à l'état initial, le rapport h_{trans}/h_{stat} commençait par augmenter jusqu'à un maximum puis diminuait. L'interprétation est la suivante : quand il n'y a pas de flux de chaleur initial, la température de liquide est homogène quand le chauffage commence et le transfert de chaleur est donc maximal presque instantanément, le temps que la température de paroi augmente. Il baisse ensuite quand la couche limite thermique se forme et diminue le gradient de température entre la paroi et le liquide. Quand il y a un flux de chaleur initial, une couche limite thermique est déjà formée et le coefficient de transfert thermique est minimal. Il va donc commencer par augmenter à cause du nouveau gradient thermique imposé par la nouvelle puissance générée pour atteindre un maximum, puis diminuer. Puisque le gradient thermique est imposé par la puissance générée, il est normal que plus la différence de température dans le palier est importante, plus grand est le déséquilibre et donc plus grand est le maximum

atteint.

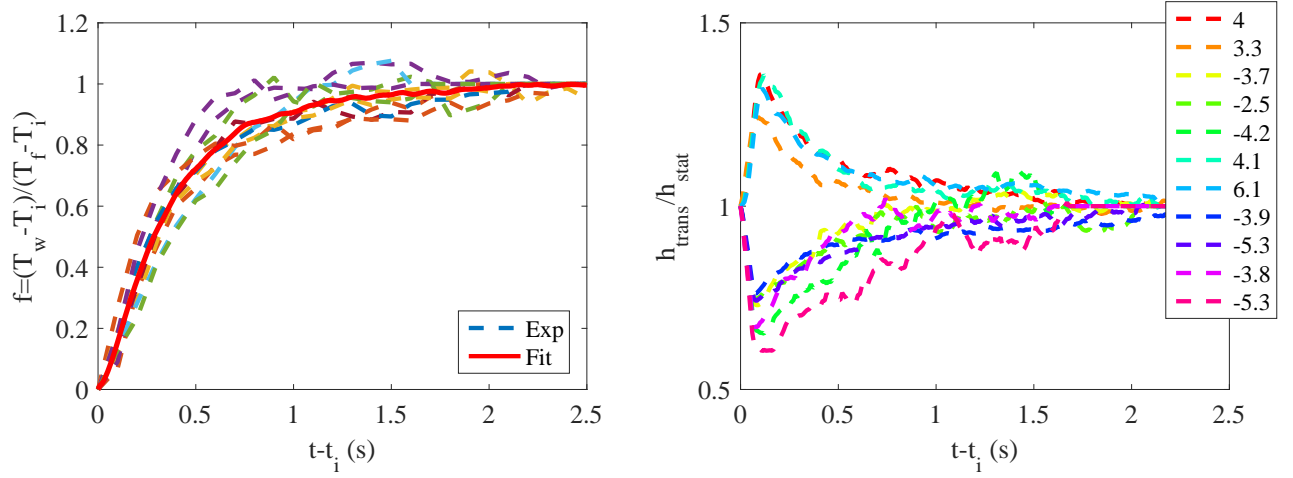


FIGURE 4.35 – Évolution de la température de paroi adimensionnée (à gauche) et du rapport h_{trans}/h_{stat} (à droite) en fonction du temps pour différents taux de chauffe et taux de refroidissement (légende)

L'évolution de la température est similaire pour tous les paliers et peut donc être modélisée par :

$$\frac{T_w - T_i}{T_f - T_i} = f(t) \quad (4.15)$$

La fonction f est représentée par la courbe rouge (fit) sur la gauche de la figure 4.35.

La puissance imposée est supposée s'établir instantanément et rester constante à ϕ_f sur tout le palier. Le flux de chaleur s'écrit alors :

$$\phi_w = \phi_f - \rho_w C p_w e_w \frac{dT_w}{dt} \quad (4.16)$$

$$= \phi_f - \rho_w C p_w e_w (T_f - T_i) f' \quad (4.17)$$

Par simplicité, le flux en ébullition nucléée stationnaire est supposé linéaire avec la température : $\phi_{stat} = \phi_{T_{sat}} + h_{stat}(T_w - T_{sat})$. Il est alors possible de montrer que le rapport h_{trans}/h_{stat} s'écrit :

$$\frac{h_{trans}}{h_{stat}} = \frac{1 + \frac{\rho_w C p_w e_w}{h_{stat}} \left(\frac{\phi_f}{\phi_i} - 1 \right) f'}{1 + \left(\frac{\phi_f}{\phi_i} - 1 \right) f} \quad (4.18)$$

Cette équation montre bien l'influence de la "hauteur" du palier par l'intermédiaire du rapport ϕ_f/ϕ_i . L'hypothèse de considérer une évolution linéaire du flux de chaleur en ébullition stationnaire en fonction de la température est raisonnable car les paliers sont de faible amplitude et les surchauffes étudiées assez faibles. Cette évolution est similaire à celle proposée par Hiroshi et Kawamura [23] :

$$\frac{h_{trans}}{h_{stat}} = \frac{Q + \frac{\phi_f}{\phi_i}(1 - Q)}{\Theta + \frac{\phi_f}{\phi_i}(1 - \Theta)} \quad (4.19)$$

avec Q et Θ les fonctions définies par 1.25 dans la section 1.2.1. Cette équation prédit cependant des coefficients de transfert de chaleur plus faibles, sûrement parce qu'on obtient pour des régimes de convection.

La figure 4.36 montre à gauche la comparaison du modèle avec l'expérience. Il y a un bon accord, excepté aux premiers instants. Cette différence peut être expliquée par le fait que la puissance générée ne passe pas instantanément de ϕ_i à ϕ_f , mais en un temps $t_{d\phi}$ d'environ 0,08s. ϕ_{gen} n'est plus une constante égale à ϕ_f dans l'équation 4.17, et se modélise comme suit :

$$\phi_{gen} = \phi_i + \frac{\phi_f - \phi_i}{t_{d\phi}}(t - t_i) \quad \text{pour } t < t_{d\phi} \quad (4.20)$$

$$\phi_{gen} = \phi_f \quad \text{pour } t > t_{d\phi} \quad (4.21)$$

Tous les paliers avaient une "hauteur" $\phi_f - \phi_i$ similaire et donc un temps $t_{d\phi}$ similaire. Il est possible que pour des paliers différents ce temps change aussi. La figure de droite montre la comparaison des résultats expérimentaux avec le modèle qui prend en compte ce temps de montée en puissance, et l'accord est très bon.

Le graphique de gauche de la figure 4.37 montre l'évolution de l'épaisseur de couche de bulle sans dimension pendant les différents paliers de puissance. On remarque encore une évolution auto-similaire mais avec un temps d'établissement presque deux fois plus court que pour la température de paroi. Les courbes de droite de la figure 4.37 montrent les différentes fonctions d'auto-similarité f pour l'épaisseur de la couche de bulle (caractéristique de l'ébullition) et la température de paroi pendant un transitoire d'ébullition nucléée, ainsi que pour la température de paroi pendant un transitoire de convection forcée. Il est visible que l'établissement en ébullition nucléée est plus rapide qu'en convection forcée, du fait que les échanges thermiques sont plus efficaces. L'établissement de la couche de bulle est plus rapide que l'établissement de la température de paroi. Cette observation peut mettre en évidence deux phénomènes : l'établissement du phénomène physique (l'ébullition) et de la température de paroi peuvent se faire de manière différée à cause de l'inertie

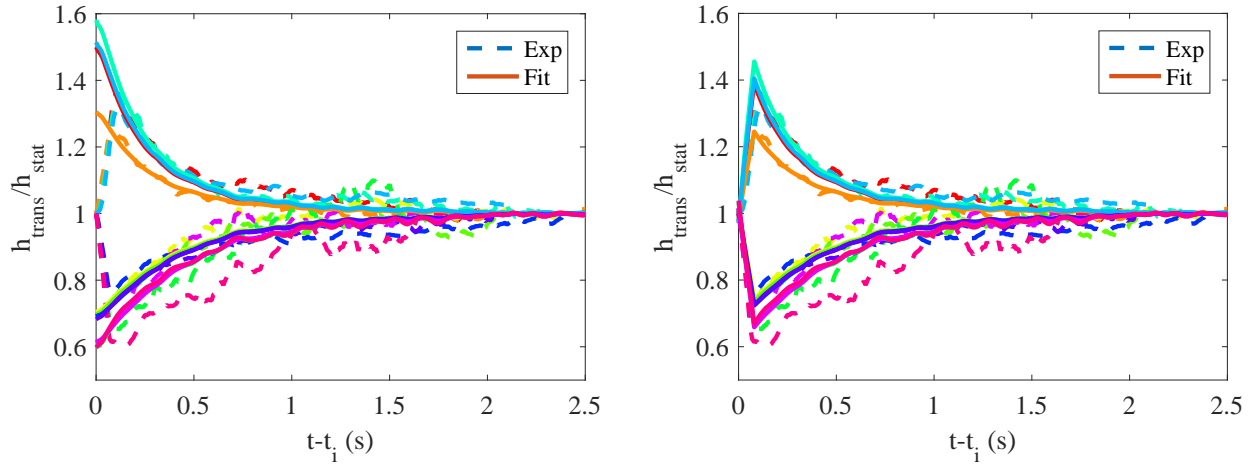


FIGURE 4.36 – Comparaison de l'équation 4.18 et des données expérimentales pour l'évolution du rapport h_{trans}/h_{stat} en fonction du temps. A gauche, une puissance constante égale à ϕ_f est supposée, le passage de ϕ_i à ϕ_f en un temps fini est pris en compte à droite

thermique de la paroi. De plus, il pourrait y avoir un temps de retard introduit par le temps de conduction dans la peinture qui n'est pas pris en compte.

L'ébullition nucléée transitoire entre des paliers d'ébullition stationnaire est similaire à de la convection transitoire. L'évolution temporelle de la température est identique quel que soit le palier, avec chauffe ou refroidissement. Un flux de chaleur non nul au début du transitoire influe sur le coefficient de transfert thermique. Un modèle simple permet de rendre compte de l'influence de la "hauteur" du palier sur le transfert de chaleur à travers le ratio du flux de chaleur entre la fin et le début du palier.

Peu de paramètres tel le sous-refroidissement ou le débit ont été explorés. On peut s'attendre à une influence de ces paramètres par l'intermédiaire de h_{stat} mais aussi sur la fonction f . Par exemple, en convection transitoire, l'évolution de la température et du flux de chaleur dépend d'un temps caractéristique fonction du coefficient de transfert de chaleur stationnaire (Section 4.2).

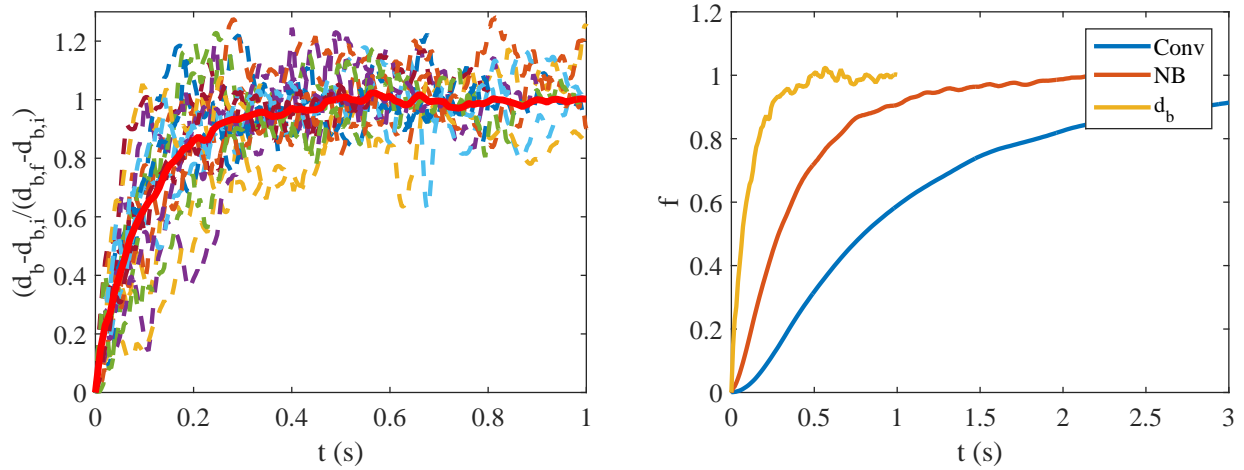


FIGURE 4.37 – Évolution de l'épaisseur de vapeur sans dimension pendant un transitoire de flux de chaleur à gauche. Comparaison entre les évolutions sans dimension de l'épaisseur de vapeur f_{d_B} et de la température de paroi f_{NB} pendant un transitoire d'ébullition nucléée, et et la température de paroi f_{Conv} pendant un transitoire de convection forcée

4.4.3 Ébullition nucléée transitoire pendant un fort créneau de puissance

Les principaux essais correspondent à des créneaux de puissance pendant lesquels il peut y avoir une phase d'ébullition transitoire (section 3.2.2). La figure 4.38 rappelle l'évolution de la température et du flux de chaleur pendant un essai de ce type. L'ébullition nucléée y est représentée en triangles et on ne s'intéressera qu'à la partie avec chauffage dans ce qui suit. Pendant l'ébullition transitoire, la température est modélisée par une évolution linéaire $T_w = T_{0,NB} + A (t - t_{0,NB})$ et le flux de chaleur est considéré constant et à peu près égal au flux de chaleur imposée ϕ_{gen} . Les variations de température allant de 1 à 80 K/s environ, le terme $\rho_w C p_w e_w \frac{dT_w}{dt}$ n'excède pas 20 kW/m² et peut être négligé devant les flux de chaleur imposés, variant de 0, 1 à 0, 3 MW/m².

Température minimale d'ébullition nucléée $T_{0,NB}$

Pour beaucoup d'essais, le développement des premières bulles est un très efficace puits de chaleur qui évacue plus d'énergie que ne fournit l'alimentation. La

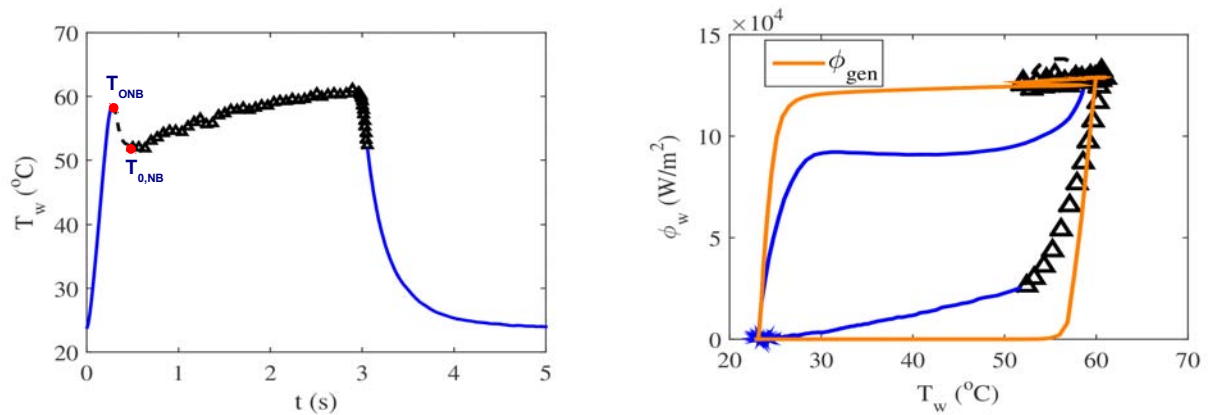


FIGURE 4.38 – Évolution de la température et du flux de chaleur pendant un créneau de puissance menant à de l'ébullition transitoire

température va donc diminuer après le déclenchement jusqu'à $T_{0,NB}$. Si $T_{0,NB}$ correspond à un flux de chaleur stationnaire égal au flux imposé, le régime d'ébullition est stationnaire et la température reste égale à $T_{0,NB}$. Par contre, si $T_{0,NB}$ correspond à un flux de chaleur stationnaire inférieur au flux imposé, le régime d'ébullition est transitoire et la température va augmenter. Pour modéliser l'ébullition nucléée, il est donc nécessaire de s'intéresser à la transition de T_{ONB} à $T_{0,NB}$. La figure 4.39 montre l'évolution de la durée de cette transition, ainsi que du refroidissement associé, en fonction de la puissance imposée. Les essais avec une puissance surfacique imposée ϕ_{gen} inférieure à 1×10^5 W/m² amènent à de l'ébullition stationnaire tandis que les autres amènent à de l'ébullition transitoire. La durée et le refroidissement de cette transition diminuent quand la puissance imposée augmente, et pour des flux supérieurs à 3×10^5 W/m² cette transition disparaît et la température continue d'augmenter au passage de la convection à l'ébullition nucléée. Les essais correspondant à un sous-refroidissement de 25 K (vert) proviennent d'une campagne différente des autres. Cela pourrait expliquer la différence de comportement de la différence $T_{ONB} - T_{0,NB}$. Les surchauffes de paroi en régime d'ébullition sont fortement influencées par l'état de la surface bouillante. Par contre l'évolution temporelle n'est peut être pas dépendante de cet état de surface puisqu'il n'y a pas de discontinuité dans l'allure de $t_{0,NB} - t_{ONB}$ entre les différentes campagnes. L'influence de l'écoulement sur le temps de la transition semble peu importante tandis que le refroidissement pendant cette transition semble augmenter quand le sous-refroidissement du liquide augmente. En effet, la température de déclenchement de l'ébullition ne varie pas

(ou très peu) avec le sous-refroidissement, tandis que les transferts de chaleur en ébullition nucléée sont plus efficaces avec un fort sous-refroidissement, ce qui diminue donc $T_{0,NB}$. Le rapport de ces deux grandeurs étudiées montre que les essais d'une même campagne ont une vitesse de refroidissement pendant la transition à peu près constante, égale à environ -15 K/s pour les campagnes en symboles bleus, rouges et noirs, et à environ -100 K/s pour la campagne en symboles verts.

La figure 4.40 montre la variation de la différence entre la température d'ébullition nucléée stationnaire correspondant au flux imposé ϕ_{gen} et la température de début d'ébullition nucléée $T_{0,NB}$ en fonction du flux imposé. La courbe d'ébullition stationnaire est extrapolée pour calculer les températures d'ébullition nucléée stationnaire à des flux imposés supérieurs à 1×10^5 W/m². Pour des flux inférieurs à cette valeur, l'ébullition est stationnaire et les deux températures sont égales. Par contre, pour des flux imposés supérieurs, la température de début d'ébullition nucléée est inférieure à la température d'ébullition stationnaire : les tests sont donc transitoires. Cette différence de température évolue linéairement avec le flux imposé.

Transitoire d'ébullition nucléée

Les transitoires d'ébullition nucléée pendant un créneau de puissance sont généralement courts, l'alimentation est souvent coupée pour éviter la casse de la paroi chauffée. Le transitoire étudié doit donc correspondre au tout début d'un transitoire de $T_{0,NB}$ vers une température de paroi beaucoup plus importante T_f , correspondant au flux de chaleur ϕ_{gen} . Cet état d'ébullition nucléée stationnaire (T_f, ϕ_{gen}) n'existe pas forcément car il y peut y avoir passage en ébullition en film avant. Il est cependant possible de l'imaginer en prolongeant la courbe d'ébullition nucléée stationnaire pour calculer l'évolution de la température. C'est un raisonnement similaire au fait de supposer un état de convection stationnaire final pour calculer l'évolution de la convection transitoire, alors que le déclenchement de l'ébullition nucléée peut se faire avant de l'avoir atteint. Il est alors possible de calculer l'évolution de la température à partir des conclusions de la section précédente :

- L'évolution de la température est modélisée par un transitoire d'une température $T_{0,NB}$ vers une température T_f correspondant à un flux ϕ_{gen} :

$$T_w = T_{0,NB} + (T_f - T_{0,NB}) f(t - t_{0,NB}) \quad (4.22)$$

f étant la fonction introduite dans la section précédente (eq. 4.15).

- Le transitoire auquel on s'intéresse est court, avec un grand écart entre les flux (ou températures) initiaux et finaux, on considère donc qu'il correspond

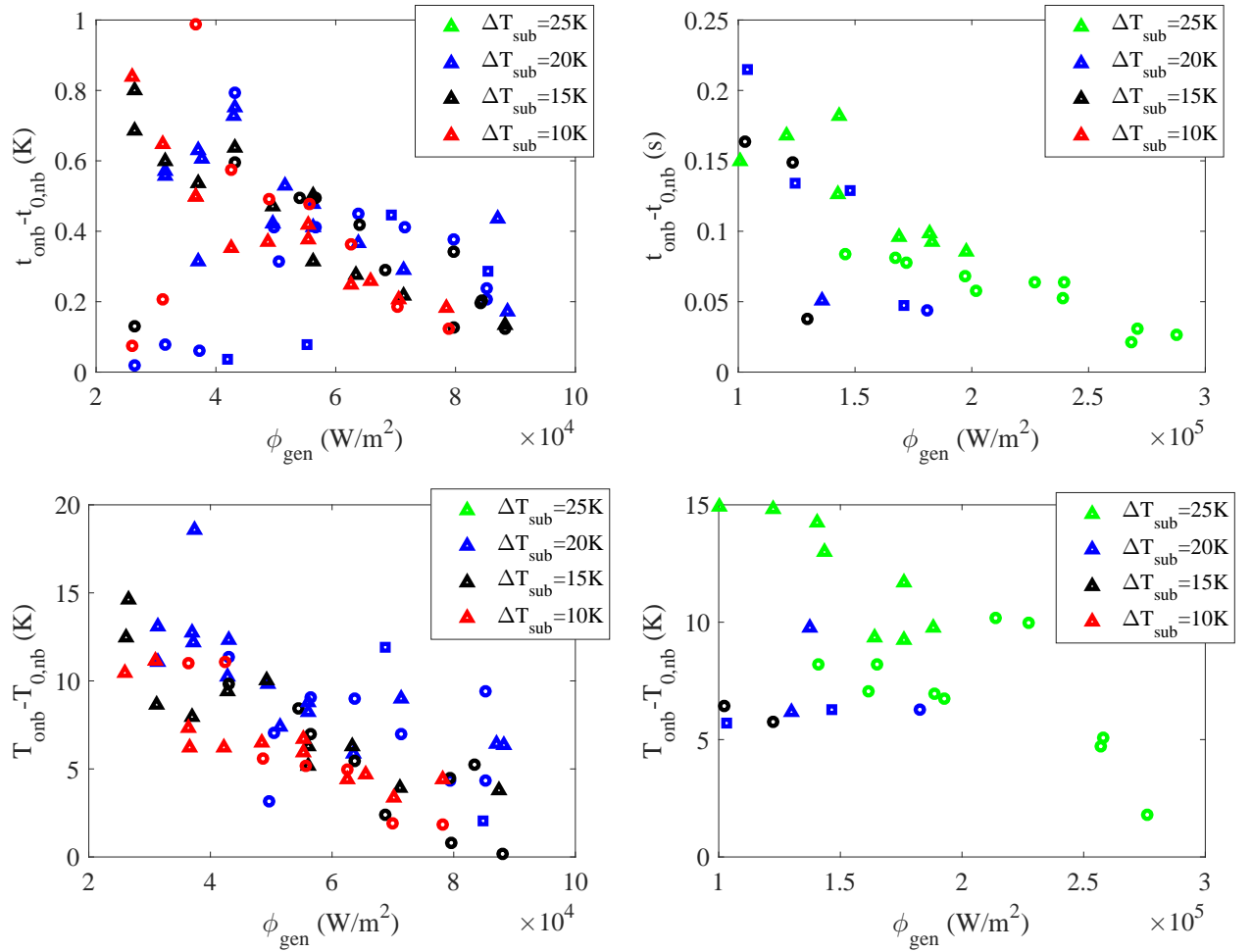


FIGURE 4.39 – Évolution de la différence de temps et de température entre le déclenchement de l'ébullition (ONB) et le début de l'ébullition nucléée stable (0,NB) en fonction de la puissance imposée. Le sous-refroidissement est représenté en couleur tandis que le débit est représenté par les symboles (triangles : 0,1 L/s, ronds : 0,2 L/s, carrés : 0,3 L/s).

au tout début du transitoire entre deux paliers et que la fonction f peut être considérée linéaire :

$$f(t \sim 0) \approx \frac{t}{\tau_{eb, T_w}} \quad (4.23)$$

où $\tau_{eb, T_w} \approx 0,56$ s est un temps caractéristique de l'évolution de la température

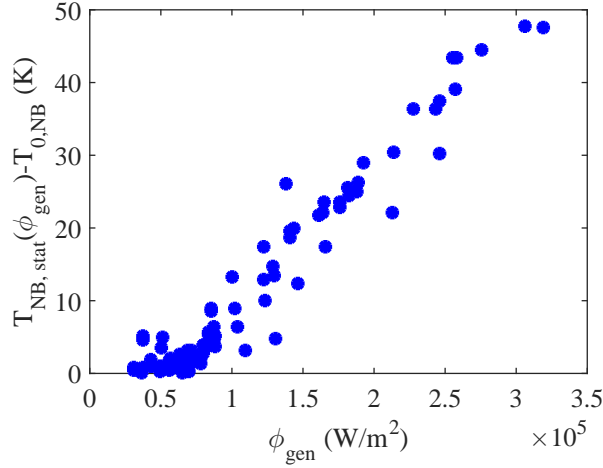


FIGURE 4.40 – Écart entre la température d'ébullition nucléée stationnaire correspondant au flux imposé ϕ_{gen} (extrapolation pour les flux supérieurs à $0,1 \text{ MW/m}^2$) et la température de début d'ébullition nucléée $T_{0,NB}$ en fonction du flux imposé.

de paroi, mesuré à partir de la pente à l'origine sur la courbe de température en fonction du temps de la figure 4.35.

- L'ébullition stationnaire est modélisée par une évolution linéaire du flux avec la température :

$$\phi_{stat}(T_w) = \phi_{stat}(T_{sat}) + h_{stat}(T_w - T_{sat}) \quad (4.24)$$

h_{stat} est repris de la section précédente, où il valait $h_{stat} \approx 4000 \text{ W/m}^2/\text{K}$, car les mesures présentées sont à la même hauteur de la surface chauffée. Cette valeur est une extrapolation de la courbe d'ébullition stationnaire obtenue précédemment pour des flux de chaleur moins importants. En considérant que $\phi_{stat}(T_{sat})$ est petit devant ϕ_{gen} , la température finale T_f s'écrit alors :

$$T_f = \frac{\phi_{gen}}{h_{stat}} + T_{sat} \quad (4.25)$$

A partir de ces hypothèses, l'évolution de la température pendant un court transitoire entre deux flux de chaleur d'ordres de grandeurs différents s'écrit :

$$T^* = \frac{T_w - T_{0,NB}}{\frac{\phi_{gen}}{h_{stat}} + T_{sat} - T_{0,NB}} \approx \frac{t - t_{0,NB}}{\tau_{eb, T_w}} \quad (4.26)$$

La figure 4.41 montre l'évolution de T^* pour un grand nombre de tests ($dT/dt = 10-80$ K/s, $\phi_{gen} = 0,1-0,3$ MW/m²), avec un bon accord des résultats expérimentaux avec le modèle. Il n'y a pas eu assez de tests exploitables pour différents débits et sous-refroidissements pour étudier précisément leur influence à travers h_{stat} . De plus, en se basant sur l'expression 4.26 juste, il est possible de retrouver h_{stat} à partir de ϕ_{gen} , dT_w/dt et $T_{0,NB}$. Nous avons remarqué alors que le coefficient de transfert h_{stat} n'est pas homogène et varie de 4000 à 6 000 suivant la hauteur étudiée à la paroi, sans de tendance claire.

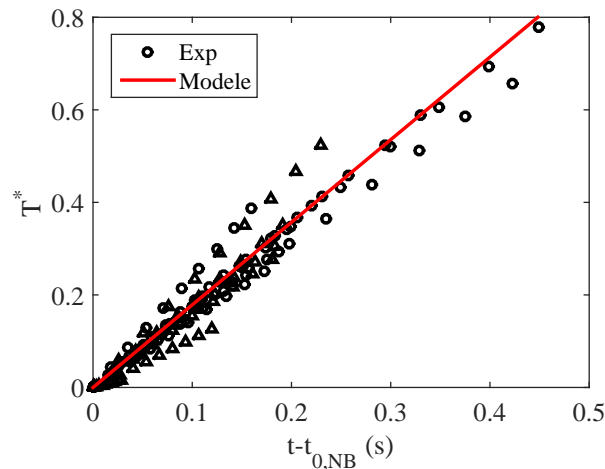


FIGURE 4.41 – Évolution de la température adimensionnée T^* en fonction du temps, comparaison entre expérience et modèle (pour ϕ_{gen} de 1×10^5 à 2×10^5 W/m²)

Les créneaux de puissance amenant à de l'ébullition transitoire correspondent à des puissances supérieures à 0,1 MW/m². Pour des puissances comprises entre 0,1 et 0,3 MW/m² la température diminue après le déclenchement de l'ébullition pour réaugmenter ensuite. Au delà de ces puissances, la température continue à augmenter au passage de la convection à l'ébullition nucléée. Le régime d'ébullition nucléée peut être modélisé par une évolution linéaire avec le temps. Le taux de chauffe pendant cette variation est bien modélisé à partir des conclusions sur les transitoires entre paliers d'ébullition stationnaire.

4.4.4 Ébullition nucléée transitoire pendant une rampe de température imposée par un PID

Un PID a été mis en place pendant un stage de master (Scheiff [56]) et a permis d'imposer des rampes de températures de 1 à 25 K/s. La figure 4.42 montre les courbes de température obtenues ainsi que la puissance que le PID a imposé pour y parvenir. Les courbes de puissance montrent que plus le taux de chauffe voulu est important, plus le PID doit imposer une puissance importante. Il faut aussi remarquer que la puissance imposée évolue par paliers, et donc que les modèles proposés précédemment peuvent être appliqués pour la compréhension de ces résultats.

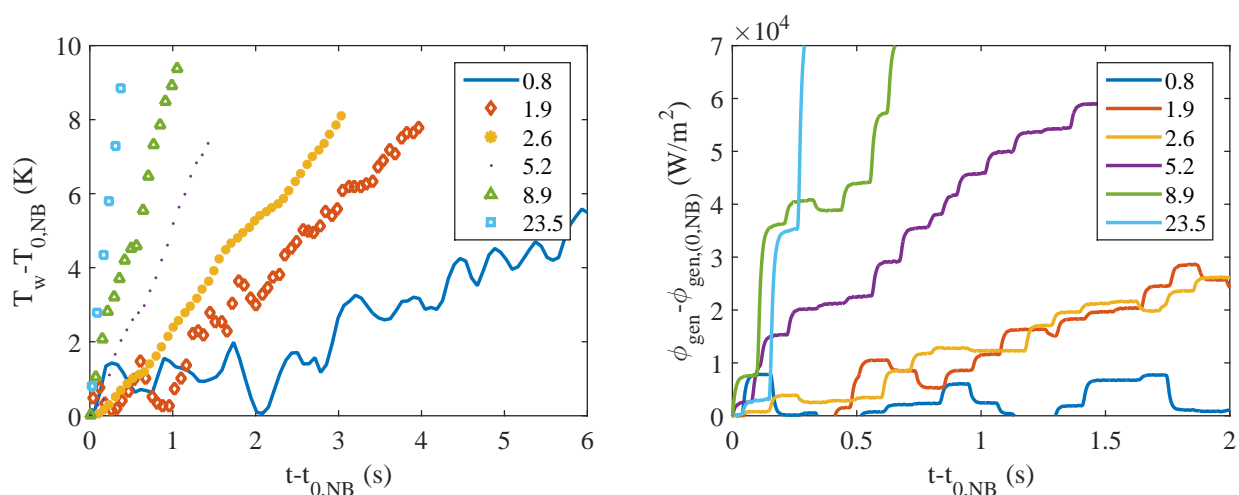


FIGURE 4.42 – Évolution de la température et de la puissance imposée pour différents taux de chauffe

Les paliers de puissance sont caractérisés par une durée dt_{palier} et une différence de puissance $d\phi_{palier}$. La durée des paliers vaut environ 0,11 s quel que soit le taux de chauffe voulu : c'est pour le moment une limitation du PID qui régule la température avec une fréquence de 10 Hz. La différence de flux $d\phi_{palier}$ augmente avec le taux de chauffe. Le tableau 4.2 récapitule ces caractéristiques pour les différentes rampes de température. La rampe de température est modélisée par plusieurs paliers de puissance de même durée et de même amplitude (figure 4.44). Un palier de température, modélisé par la fonction f , comporte une première partie ($t < 0.2$ s) pour laquelle la température augmente linéairement. La température augmente ensuite rapidement vers la température finale. Il est alors possible d'imaginer deux comportements

asymptotiques :

- Si la durée du palier dt_{palier} est supérieure à 0.2 s, il est possible de considérer que le palier se fait entièrement et que la température atteint sa valeur stationnaire (gauche de la figure 4.45). La rampe de température devient une évolution par paliers de température dont la variation moyenne de température s'écrit alors :

$$\frac{dT_w}{dt} = \frac{T_i - T_{i-1}}{dt_{palier}} = \frac{d\phi_{palier}}{h_{stat} dt_{palier}} \quad (4.27)$$

- Si la durée du palier est inférieure à 0.2 s (droite de la figure 4.45), seule la partie linéaire du palier est parcourue (eq. 4.23) :

$$T_w - T_{i-1} = (T_i - T_{i-1}) \frac{t}{\tau_{eb, T_w}} = \frac{d\phi_{palier}}{h_{stat}} \frac{t}{\tau_{eb, T_w}} \quad (4.28)$$

La variation de température (à la fois moyenne et instantanée) s'écrit alors :

$$\frac{dT_w}{dt} = \frac{d\phi_{palier}}{h_{stat} \tau_{eb, T_w}} \quad (4.29)$$

La plupart des paliers de puissance ont une durée d'environ 0.11 s, le deuxième modèle est donc utilisé pour les simuler. La figure 4.43 et la table 4.2 présentent les variations de température calculées avec ce modèle (cas 2). Il y a une incertitude sur le coefficient de transfert thermique en ébullition stationnaire qui varie entre 3000 et 4000 W/m²K. Les taux de chauffe sont donc calculés en maximisant l'erreur, c-à-d pour les couples (min($d\phi_{palier}$)- h_{stat} =4000 W/m²K) et (max($d\phi_{palier}$)- h_{stat} =3000 W/m²K), ce qui induit une grande dispersion. Le modèle 2 suit bien la tendance des résultats expérimentaux mais avec une légère sous-estimation. Sur l'évolution de la puissance imposée par le PID, quelques paliers de 0,22 s sont visibles. La simulation des taux de chauffe pour des paliers de cette durée est représentée sur la figure 4.43 et la table 4.2 (cas 1). Les résultats pour ce cas là ont tendance à surestimer le taux de chauffe mais les simulations du cas 1 et du cas 2 encadrent bien les résultats expérimentaux. Le modèle ne simule pour le moment que des tests avec des paliers tous de même durée et de même intensité. Pour se rapprocher de la réalité, il faudrait imposer les différents paliers mesurés.

La figure 4.46 montre un exemple d'une simulation du modèle pour une variation de température de 4 K/s simulée avec les caractéristiques du PID : le rapport h_{trans}/h_{stat} part de 1 et augmente avec le temps. Cette évolution diffère de celle observée par Auracher et Marquardt [1] où l'évolution tendait à être quasi-stationnaire.

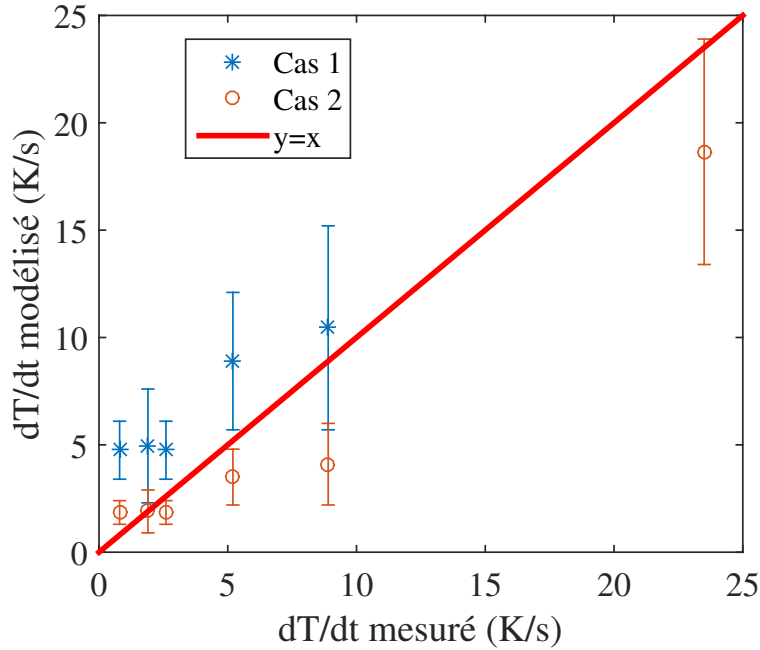


FIGURE 4.43 – Comparaison entre les variations de températures imposées et modélisées à partir des paramètres déduits du PID

dT/dt imposé (K/s)	$d\phi_{palier}$ (kW/m ²)	dt_{palier} cas 2 (s)	dT_w/dt cas 2 (K/s)	dt_{palier} cas 1 (s)	dT_w/dt cas 1 (K/s)
0.8	3 – 4	0.11	1.85 ± 0.5	0.22	3.4 – 6.1
1.9	2 – 5	0.11	1.9 ± 1	0.22	2.3 – 7.6
2.6	3 – 4	0.11	1.85 ± 0.5	0.22	3.4 – 6.1
5.2	5 – 8	0.11	3.5 ± 1.3	0.22	5.7 – 12.1
8.9	5 – 10	0.11	4.1 ± 1.9	0.22	5.7 – 15.2
23.5	30 – 40	0.11	18.9 ± 5.5	0.22	34.1 – 60.6

TABLE 4.2 – Caractéristiques des rampes de températures obtenues avec le PID avec une comparaison des taux de chauffe calculés et modélisés

Dans le cas de nos rampes de température l'écart au stationnaire augmente et semble converger au bout d'un certain temps. L'écart au stationnaire peut s'expliquer du fait que les paliers sont courts et avec une durée inférieure à 0.2 s : seule la phase où le flux de chaleur augmente est parcourue, il n'y a pas passage dans la phase de

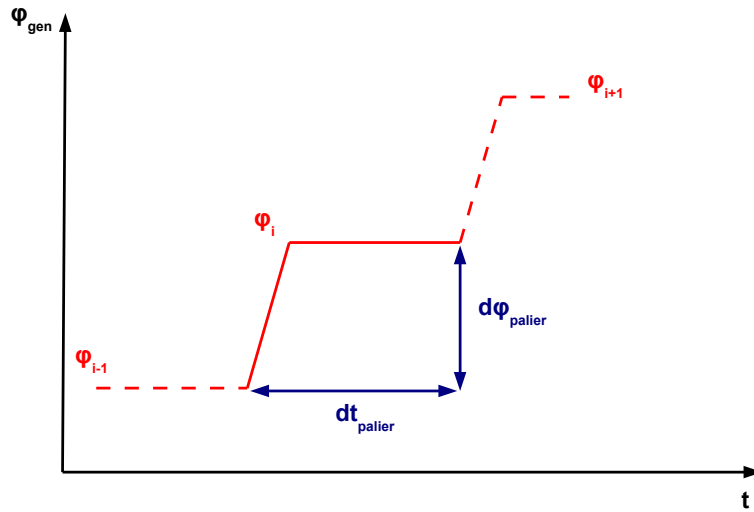


FIGURE 4.44 – Modèle pour simuler une rampe de température

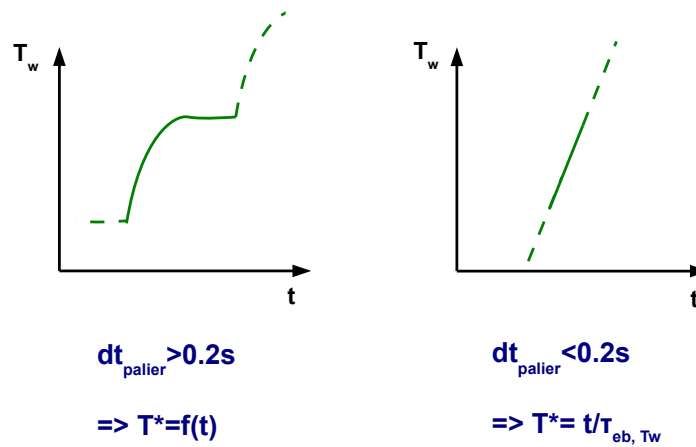


FIGURE 4.45 – Cas asymptotiques pour modéliser une rampe de température

relaxation vers l'état stationnaire. L'évolution de ϕ_{gen} se fait par paliers mais globalement l'évolution de ϕ_{gen} ressemble à une rampe de puissance de variation $d\phi/dt = 0,1$

MW/m²s.

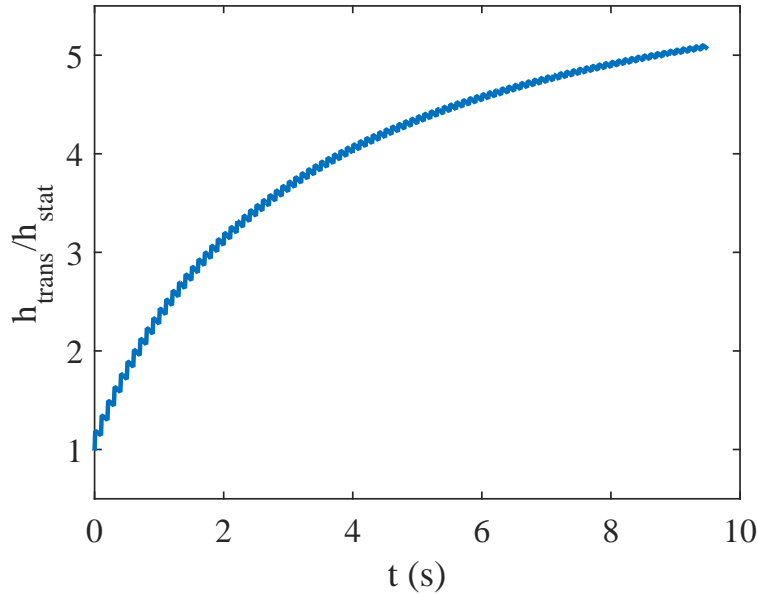


FIGURE 4.46 – Évolution de h_{trans}/h_{stat} en fonction du temps, $dt_{palier} = 0.1s$, $d\phi_{palier} = 10kW/m^2$, $h_{stat} = 3000$

4.4.5 Interprétation des résultats d'Auracher

Si on s'intéresse aux créneaux à forte puissance, avec un flux de chaleur paroi-fluide presque constant et une température augmentant linéairement avec le temps, le rapport h_{trans}/h_{stat} diminue en $1/t$. Ainsi, l'évolution du rapport des coefficients de transferts de chaleur transitoire et stationnaire dépend fortement de la manière de chauffer. La figure 4.47 montre l'évolution modèle de h_{trans}/h_{stat} d'une rampe de température de 70 K/s pour des paramètres dt_{palier} et $d\phi_{palier}$ différents des caractéristiques du PID. La variation est similaire à celle observée par Auracher et coll. [1]. Les "oscillations" apparaissant sur l'évolution modèle sont certainement dues au modèle par paliers identiques, dont l'évolution de la puissance imposée est sûrement différente de celle imposée dans les expériences. Cependant le lissage (en rouge) a la même allure : $\frac{h_{trans}}{h_{stat}} = 1 + A t^{-1}$.

Dans ces cas là, la durée des paliers est supérieure à 0.2 s et la phase où le flux de chaleur relaxe vers sa valeur stationnaire est en partie parcourue. Cela peut

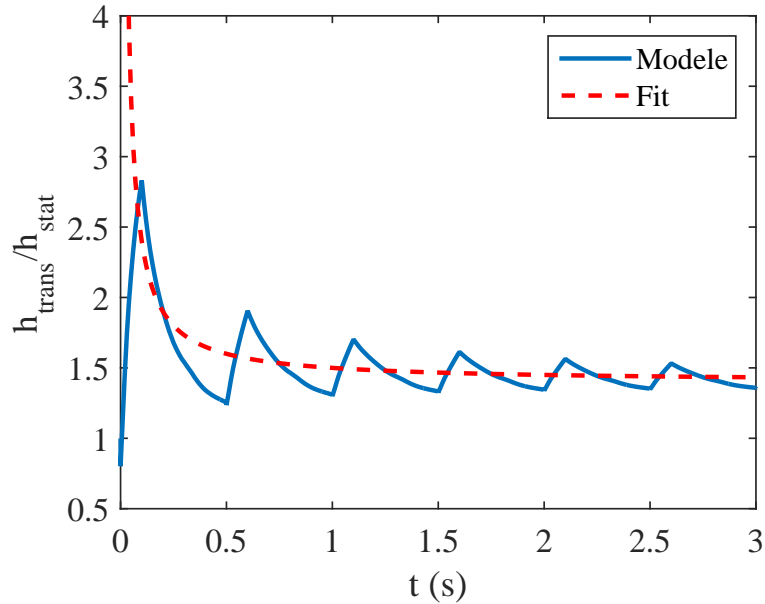


FIGURE 4.47 – Évolution de h_{trans}/h_{stat} en fonction du temps, $dt_{palier} = 0,4$ s, $d\phi_{palier}=0,1$ MW/m², $h_{stat} = 3000$ W/m²K

expliquer que pour ces tests l'évolution de la température et du flux tend à être quasi-stationnaire.

4.4.6 Conclusion

L'étude de l'ébullition convective stationnaire montre que les corrélations de Chen et Rohsenow, avec des coefficients appropriés, approchent bien les mesures expérimentales. Il est cependant nécessaire de prendre en compte l'influence du sous-refroidissement par l'intermédiaire d'un coefficient correctif. La surface chauffée est régulièrement changée à cause des expériences pouvant être destructives et une certaine dispersion entre les courbes d'ébullition a été observée : la température de déclenchement de l'ébullition peut en effet varier de presque 15 K et le coefficient de transfert de chaleur moyen peut varier entre 3000 et 4000 W/m²K

À travers différents types d'expériences, l'ébullition transitoire a été en partie caractérisée : l'évolution de la température pendant un transitoire entre deux paliers d'ébullition stationnaire peut être modélisée par une unique fonction f . Cette fonction permet de modéliser de nombreuses expériences, que ce soit de forts créneaux

de puissances ou des rampes de température. Il apparaît que suivant le moyen de chauffer l'évolution du coefficient de transfert de chaleur peut être très différente (Fig. 4.48) :

- Si la puissance générée est imposée par paliers de durée inférieure à 0.2 s, le flux de chaleur ne fait qu'augmenter et il n'y a pas relaxation vers un état stationnaire. Le coefficient de transfert thermique augmente et tend vers un écart au stationnaire constant.
- Si la puissance générée est imposée par paliers d'une durée supérieure à 0.2 s, il y a une relaxation plus ou moins partielle vers le régime stationnaire. Il y a d'abord une augmentation du coefficient de transfert thermique, suivi d'une évolution tendant vers un régime quasi-statique.

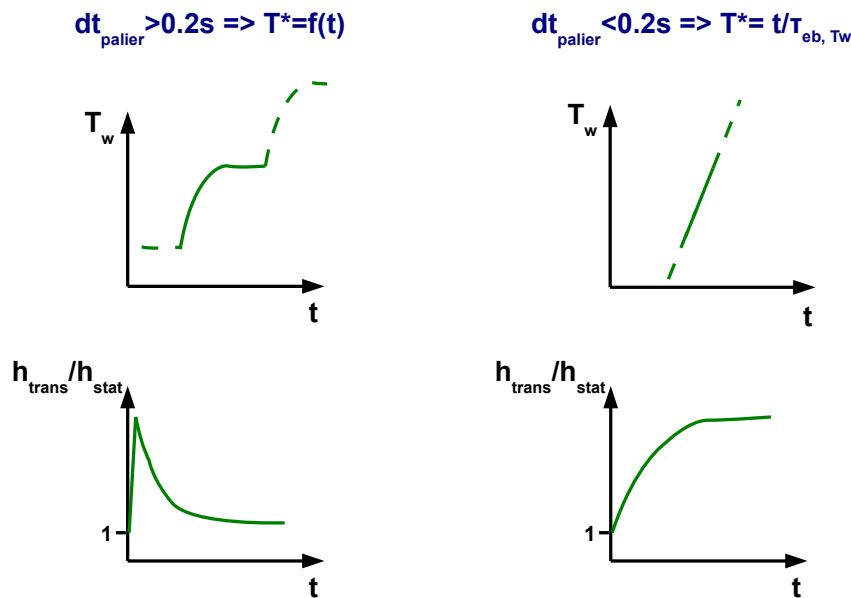


FIGURE 4.48 – Cas asymptotiques pour modéliser une rampe de température

4.5 Passage en ébullition en film

Les tests à puissance imposée ne conviennent pas pour étudier le passage en ébullition en film stationnaire étant donné que les niveaux de puissance menant à

de l'ébullition en film correspondraient à des températures de paroi trop élevées. Le plus souvent la paroi est endommagée lors d'une telle transition si la puissance est maintenue. Les essais à température imposée sont récents et il n'y a pas encore eu de possibilité d'étudier le flux critique stationnaire par ce moyen. Les résultats présentés dans cette partie correspondent donc à des régimes transitoires.

4.5.1 Essais de type créneau de puissance

Quand la puissance imposée pendant un essai en créneau est suffisamment importante, l'ébullition nucléée amène à de l'ébullition en film. Ces essais sont cependant rares car ces conditions amènent à la fonte de la colle maintenant la feuille de métal chauffée, et donc à des fuites. Si les gouttes de fluide passent dans la zone de visualisation de la caméra infrarouge, les mesures sont peu exploitables. L'effet du débit et du sous-refroidissement n'a donc pas été observé clairement. Les quelques mesures dans ces conditions montrent que la température de passage en ébullition en film T_{CHF} varie peu et vaut 73 ± 10 °C, ce qui correspond à $T_{sat} + 38 \pm 10$ °C. Cette température est moins importante que la température de nucléation homogène 125 °C (eq. 1.35) et que la limite spinodale 96 °C ($\frac{27}{32}T_c$ avec $T_c = 438$ K). Cette tendance est identique à celle observée par Auracher et Marquardt [1] pour qui la température de passage en film ne variait pas avec le taux de chauffe et restait constante à celle obtenue en régime stationnaire.

La courbe d'ébullition nucléée stationnaire obtenue dans la section 4.4 (Fig. 4.29) n'est valable que pour des surchauffes inférieures à 22 K. Pour estimer la valeur expérimentale du flux critique en régime stationnaire, nous extrapolons cette courbe d'ébullition stationnaire (en supposant encore un coefficient de transfert thermique h_{stat} constant) et nous supposons que la température correspondant au flux critique est identique à celle mesurée en conditions transitoires. Ce point est représenté sur la figure 4.49 avec deux barres d'erreur : l'incertitude sur la température correspond à la dispersion des mesures, de ± 10 K. L'incertitude sur le flux critique résulte de l'extrapolation de la courbe d'ébullition stationnaire, obtenue pour les deux valeurs de coefficient de transfert thermique 3000 et 4000 W/m² déjà mesurées. La littérature ne donne principalement que des expressions du flux critique. Les températures de passage en film correspondant à ces flux sont calculés également en extrapolant la courbe d'ébullition stationnaire jusqu'à ces flux. Il semble de nouveau que l'influence du débit soit faible puisque les corrélations approchant le plus les données expérimentales sont établies pour des débits faibles ou nuls (corrélations de Zuber, Lienhard, Howard, Katto et Ohno pour 0, 1 L/s) alors que les corrélations pour des

débites plus importants sont éloignées (Katto et Ohno pour les débits 0,2 L/s et 0,3 L/s).

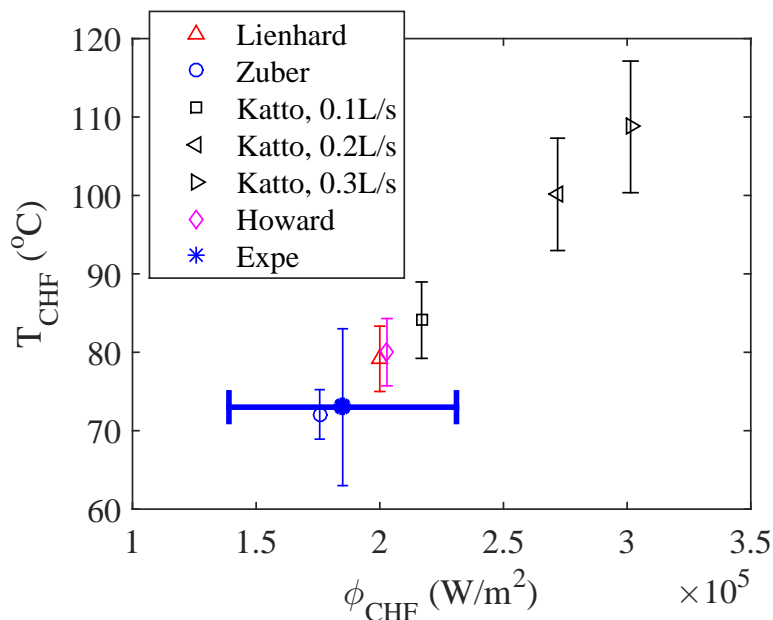


FIGURE 4.49 – Températures T_{CHF} calculées à partir des flux critiques de la littérature en prolongeant la courbe d'ébullition ($\phi_{NB,stat} = 1 \times 10^5 + (T_w - 50)/h_{stat}$ pour ces essais) comparées à la température de passage en film mesurée.

Les flux critique mesurés en régime transitoire sont de 260 ± 40 kW/m^2 et de 350 ± 50 kW/m^2 pour des puissances générées ϕ_{gen} de 300 et 400 kW/m^2 respectivement. Ils sont bien plus importants que le flux critique stationnaire estimé précédemment et augmentent quand la puissance générée (ou le taux de chauffe) augmente.

On retrouve les mêmes tendances observées par Auracher et Marquardt [1], Besson et coll. [8] et Georgenthum et coll. [19]. Se comparer aux résultats de Sakurai et coll. [55] est plus difficile étant donné que plusieurs cas sont étudiés et qu'aucune information sur les taux de chauffe ne sont données. Pour essayer de se repérer par rapport aux différents tests de Sakurai et coll., on suppose que leur variation de température est de l'ordre de la dizaine (comme leur température de déclenchement d'ébullition) et que leur variation temporelle est de l'ordre de la période τ . On estime alors que les périodes τ entre 0.1 s et 100 s (cas 1 décrit dans l'état de l'art 1.2.4)

correspondent à des taux de chauffe variant entre un et quelques centaines de Kelvin par seconde, ce qui correspond aux variations pendant l'ébullition transitoire pour des créneaux à haute puissance. Le cas 1 sans pré-pressurisation décrit en effet assez bien les résultats observés : une température de passage en film constante et égale ou légèrement supérieure à la température de déclenchement de l'ébullition, et un flux critique augmentant avec le taux de chauffe.

Pour représenter le passage en ébullition en film transitoire, on suppose lors que cette transition se fait à la température critique stationnaire, et que le flux critique correspond au flux en ébullition nucléée transitoire à la température critique. D'après le modèle présenté en section 4.4.3, le flux est constant en ébullition nucléée transitoire pendant un créneau de puissance importante et vaut :

$$\phi_w = \phi_{gen} \left(1 - \frac{\rho_w C p_w \epsilon_w}{h_{stat} \tau_{eb, T_w}} \right) + \rho_w C p_w \epsilon_w \frac{T_{0,NB} - T_{sat}}{\tau_{eb, T_w}} \quad (4.30)$$

Pour ces flux importants, il n'y a plus de refroidissement après le déclenchement de l'ébullition et $T_{0,NB} = T_{ONB}$. Cette expression donne des valeurs de 270 à 290 kW/m² pour la puissance $\phi_{gen} = 300$ kW/m² et des valeurs de 360 à 380 kW/m² pour la puissance 400 kW/m² (pour h_{stat} variant de 3000 à 4000 W/m²K et $T_{0,NB} - T_{sat}$ variant de 20 à 40 K). Ce modèle approche bien les flux mesurés.

4.5.2 Essais de type rampe de puissance

Les essais avec une puissance imposée sous forme de rampe se sont révélés moins fragilisants pour la colle de la surface chauffée et donc plus adaptés pour étudier l'ébullition en film. De plus les variations de température atteintes sont plus importantes, allant jusqu'à 500 K/s. Ils n'ont cependant été effectués que vers la fin de la thèse et ne sont donc pas entièrement exploités.

Le champ de température est fortement inhomogène suivant la direction axiale comme peut le montrer la figure 4.50. La température augmente le long de la position axiale du fait de l'établissement de la couche limite thermique de manière beaucoup plus importante que pour un essai en créneau. Plusieurs régimes peuvent être observés pour le même essai :

- La température n'augmente pas assez pour qu'il y ait passage en ébullition nucléée.

- L'ébullition nucléée est déclenchée, suivie ou non d'une baisse de température, et l'échange de chaleur est suffisant pour la maintenir. Il n'y a pas passage en ébullition en film ($z = 7,25$ cm).
- L'ébullition nucléée est atteinte, la température diminue ou reste constante, et l'échange de chaleur est suffisamment faible pour qu'il y ait passage en ébullition en film. Il peut y avoir des cas où la température de déclenchement de l'ébullition nucléée est égale à la température de passage en film (baisse de température pour $z = 8,5$; $9,75$; 11 cm, température constante pour $z = 12,25$; $13,5$ cm).
- Quand le coefficient de transfert de chaleur est faible, notamment en haut de la cellule où le liquide est plus chaud, il peut y avoir passage direct du régime monophasique au régime d'ébullition en film ($z = 14,75$ cm).

Cette grande variété de régimes est certainement due aux taux de chauffe importants rencontrés dans ces essais (plusieurs centaines de degrés par seconde) et au fait qu'aucun régime stationnaire ne peut être atteint puisque la puissance imposée augmente tout du long de l'essai. Il y a un constant déséquilibre qui induit des transferts de chaleurs très différents suivant la direction axiale et un fort gradient de température (de 100 à 1000 K/m).

Il a été observé que plus la position axiale est haute, plus la température et le flux critique étaient élevés. La figure 4.51 montre l'évolution de la température et du flux critique pour différents taux de chauffe à une position axiale $z = 14,75$ cm. Les tendances sont très différentes des essais en créneau : la température critique augmente avec le taux de chauffe tandis que le flux critique diminue. Ces variations rappellent les résultats de Sakurai et coll. [55] pour les tests avec une période τ variant de 6 ms à 0,1 s (cas 2). On peut estimer des taux de chauffe correspondants, variant d'environ 200 à 3000 K/s. Les taux de chauffe obtenus avec les essais en rampe sont plus importants que pour les essais en créneau et sont dans cette gamme, ce qui expliquerait la similarité des résultats.

4.5.3 Conclusion

Le passage en ébullition en film dépend beaucoup de la manière de chauffer : pour des essais en créneau de forte puissance, la température de passage en film T_{CHF} reste constante, et proche de sa valeur en stationnaire, tandis que le flux critique augmente. Cette tendance est observée par Auracher et Marquardt [1] et Sakurai et coll. [55] pour de faibles taux de chauffes, de quelques dizaines à quelques centaines de Kelvin

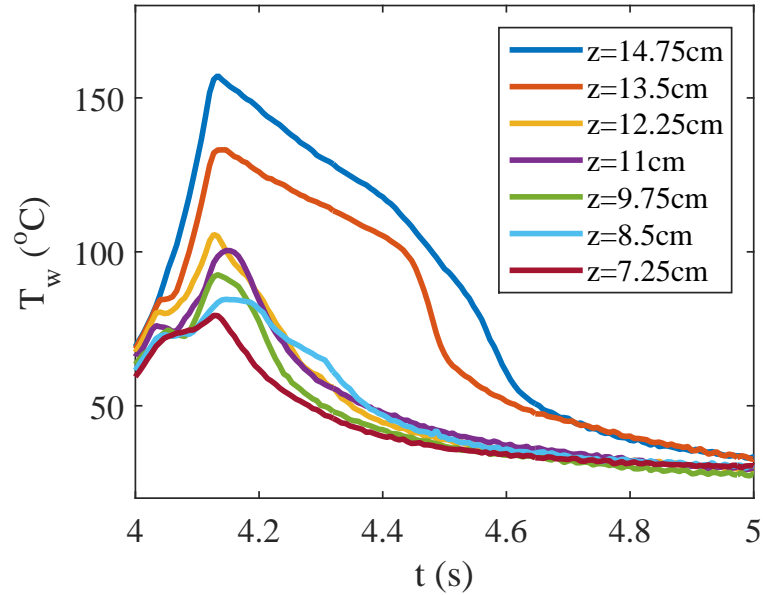


FIGURE 4.50 – Évolution de la température à différentes positions axiales z , par rapport au début de la section chauffée

par seconde. À partir des résultats en ébullition nucléée transitoire, il est possible de modéliser l'évolution du flux critique.

Quand la puissance générée est imposée sous forme de rampe, les variations de température sont beaucoup plus importantes, de l'ordre de plusieurs centaines de Kelvin par seconde. La température T_{CHF} n'est plus constante et augmente avec le taux de chauffe, tandis que le flux critique diminue. Ces résultats avaient été observés par Sakurai et coll. pour certains tests avec de forts taux de chauffe.

4.6 Ébullition en film

Après la crise d'ébullition, un film de vapeur recouvre la paroi et perdure même après l'arrêt de l'alimentation électrique dans la plupart des cas. Suivant que la paroi est chauffée ou refroidie, deux comportements sont observés avec de grandes différences au niveau du flux de chaleur (Fig. 4.52) et de la structure du film de vapeur (Fig. 4.53).

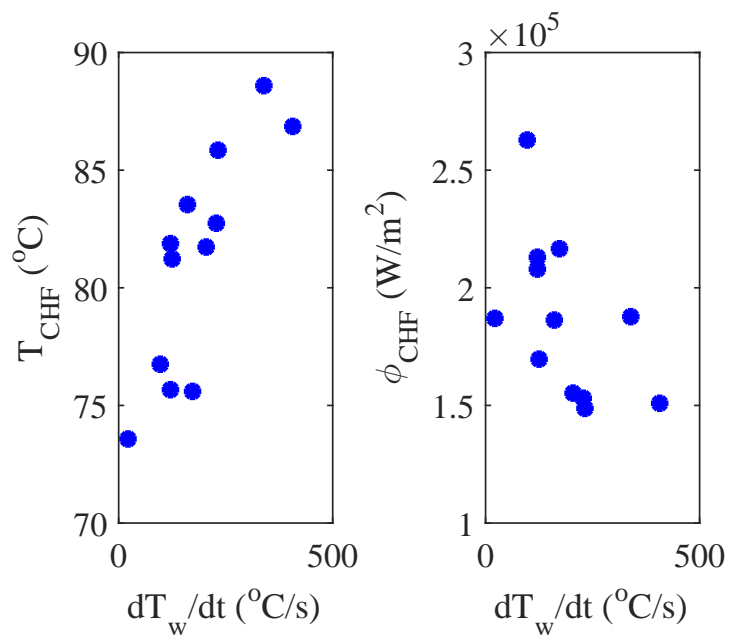


FIGURE 4.51 – Température et flux critique pour différents taux de chauffe, à une position axiale fixée

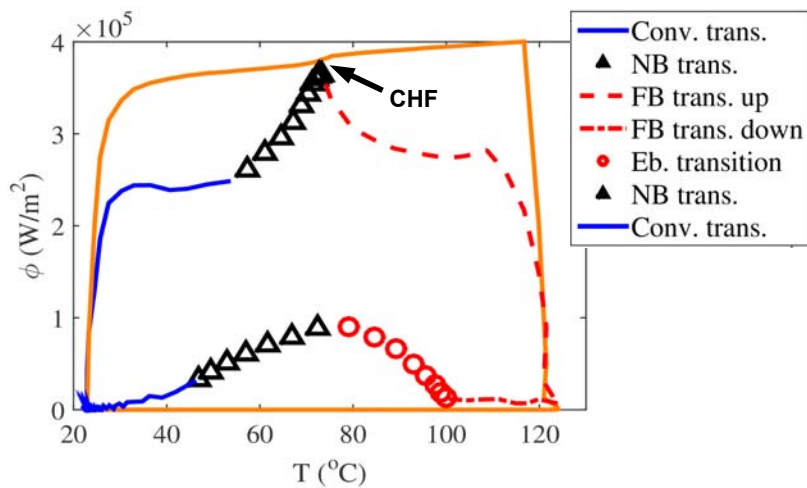
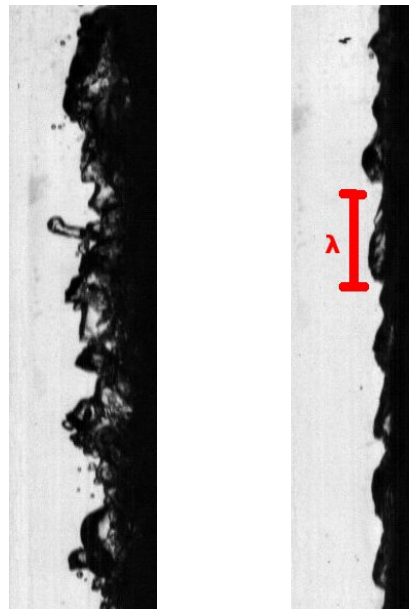


FIGURE 4.52 – Courbe d'ébullition d'un essai avec ébullition en film



(a) Chauffe (b) Refroidissement

FIGURE 4.53 – Ébullition en film, avec chauffage à gauche, pendant le refroidissement à droite

4.6.1 Ébullition en film sur une paroi chauffée

Quand la paroi est chauffée, le film de vapeur est épais (3 – 5 mm) et fortement perturbé (Figure 4.53a). L'évolution de la température est fortement inhomogène le long de la paroi, avec des taux de chauffes variant entre 500 et 1500 K/s pour les essais en créneau. Le coefficient de transfert de chaleur, d'abord très important et de l'ordre de 4000 à 8000 W/m²K, diminue jusqu'à des valeurs de l'ordre de 1500 W/m²K dans nos essais. Il pourrait a priori encore évoluer mais les températures atteintes, de l'ordre de 200 °C, nous empêchent de continuer les essais plus loin. Ces valeurs de coefficient de transfert thermique sont très importantes, et beaucoup plus élevées que celles obtenues à partir de corrélations en régime stationnaire qui sont de l'ordre de 100 à 500 W/m²K.

4.6.2 Ébullition en film sur une paroi qui se refroidit

Quand l'alimentation électrique est éteinte, le film de vapeur se stabilise et son épaisseur diminue rapidement jusqu'à des valeurs de l'ordre de 0,1 mm (Figure

4.53b).

Le modèle à deux fluides a été utilisé pour estimer l'évolution de la température de paroi pendant cette phase. Cette évolution est supposée quasi-stationnaire de telle sorte que le profil axial du film de vapeur est calculé à chaque instant sans prendre en compte de termes instationnaires :

- Un profil expérimental de température est pris comme condition initiale
- Le profil d'épaisseur de vapeur est calculé avec le modèle à deux fluides pour ce profil (Eq. 1.78, 1.79, 1.83)
- Le flux de chaleur conductif à travers le film est calculé par :

$$\phi_w = \lambda_v \frac{T_w - T_l}{\delta} \quad (4.31)$$

- L'évolution de la température est alors calculée par un bilan thermique dans la paroi avec :

$$\frac{dT_w}{dt} = - \frac{\phi_w}{\rho_w C p_w \epsilon} \quad (4.32)$$

- Un nouveau profil de film de vapeur est calculé à partir de cette température et ainsi de suite.

La figure 4.54 montre la comparaison entre des profils expérimentaux de l'évolution temporelle de la température et du flux de chaleur en fonction de la température avec les résultats du modèle à deux fluides, pour trois hauteurs différentes. L'accord entre mesures et modèle est assez bon, le refroidissement de la paroi peut être considéré quasi-stationnaire comme l'avait déjà observé Sakurai et coll. [53]. Le modèle permet de comparer les différentes contributions du gradient de pression : il apparaît que les frottements et les termes d'inertie sont négligeables (moins de 1% du total du gradient de pression). Le gradient de pression est donc piloté par la gravité. L'influence du sous-refroidissement sur la chaleur latente modifiée h'_{lv} est également négligeable sur les temps courts des expériences : pour une simulation de 0,5 s et une variation totale de température d'environ 40 K, la température finale ne varie que de 0,5 K si un sous-refroidissement de 10 K est pris en compte ou non. Cependant, si les expériences duraient plus longtemps cette variation ne serait plus négligeable et il faudrait la prendre en compte.

La figure 4.55 montre l'évolution axiale des profils de température de paroi, de flux de chaleur pariétal et de l'épaisseur de film. Ces trois grandeurs sont en accord avec les mesures expérimentales comme il a été montré précédemment. Dans ces simulations, la température de remouillage n'est pas atteinte en $z = 0$ cm. Le film de vapeur commence donc à $z = 0$ cm et s'épaissit le long de la paroi au fur et à

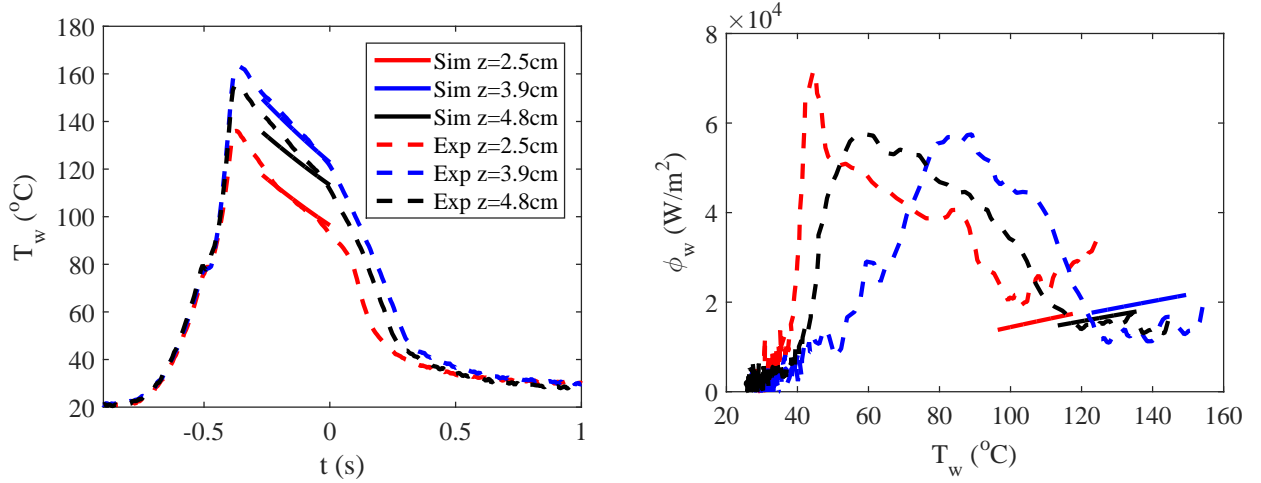


FIGURE 4.54 – Profils expérimentaux de température et de flux de chaleur comparés au modèle à deux fluides ($Q = 0,05$ L/s, $\Delta T_{sub} = 13$ K)

mesure que l'énergie apportée par la paroi transforme du liquide en vapeur. Le flux de chaleur est maximum quand le film de vapeur est le plus fin et diminue quand le film de vapeur s'épaissit et limite les échanges thermiques.

La figure 4.56 montre l'évolution de la vitesse moyenne et du nombre de Reynolds dans le liquide et la vapeur. La vitesse moyenne et le nombre de Reynolds liquide ne varient que très peu : le film de vapeur reste fin et n'influence que peu la phase liquide. Au fur et à mesure que l'épaisseur de vapeur augmente, la vitesse moyenne et le nombre de Reynolds vapeur augmentent. Ils restent cependant suffisamment faibles pour que l'hypothèse d'un écoulement de vapeur laminaire soit raisonnable.

Une des limitations du modèle est de devoir se donner un profil de température initial. En effet, le film de vapeur n'est pas toujours continu dans les expériences, et il n'est pas toujours possible de savoir quand il commence si il dépasse de la zone de visualisation. La figure 4.57 montre un de ces cas. Le film est rompu entre les positions axiales 2 et 4 cm et le début du film du bas n'est pas visible. L'évolution de la température du haut est relativement bien modélisée alors que l'évolution modélisée de la température en bas de la zone est trop rapide, le flux calculé est trop important. Cela est certainement dû à une sous-estimation de l'épaisseur du film de vapeur, que la simulation fait commencer en bas de la zone modélisée.

Des ondulations qui remontent le long de la paroi sont visibles sur la figure 4.53b.

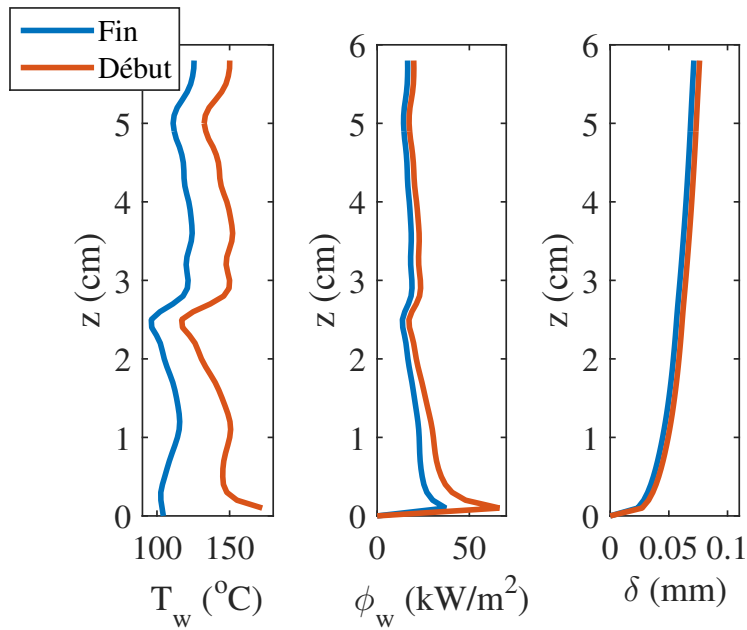


FIGURE 4.55 – Profils axiaux simulés de la température de paroi T_w , du flux de chaleur ϕ_w et de l'épaisseur de film de vapeur δ ($Q = 0,05$ L/s, $\Delta T_{sub} = 13$ K, cas 1)

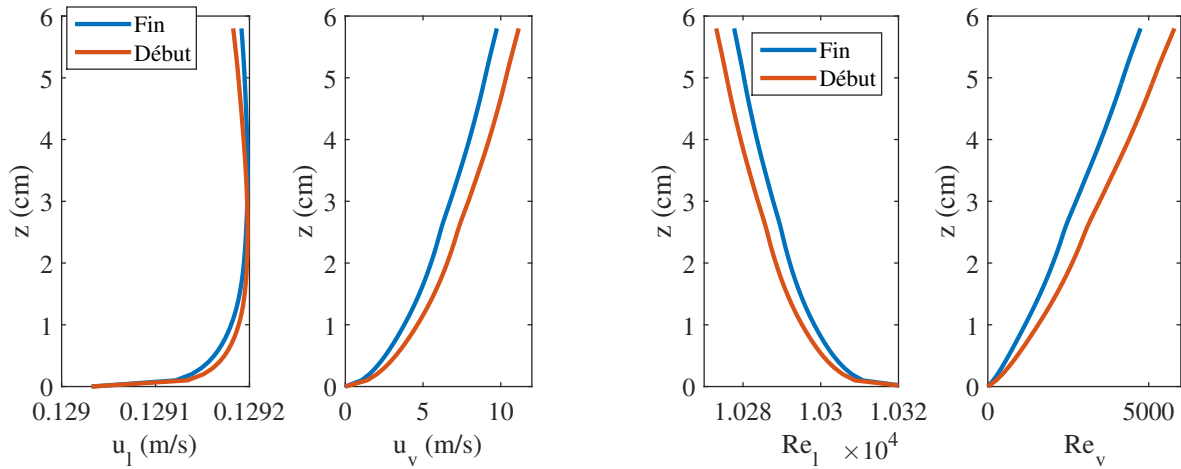


FIGURE 4.56 – Profils axiaux simulés de la vitesse moyenne et du nombre de Reynolds pour le liquide et la vapeur ($Q = 0,05$ L/s, $\Delta T_{sub} = 13$ K)

En considérant une instabilité de Kelvin-Helmoltz et en négligeant les frottements

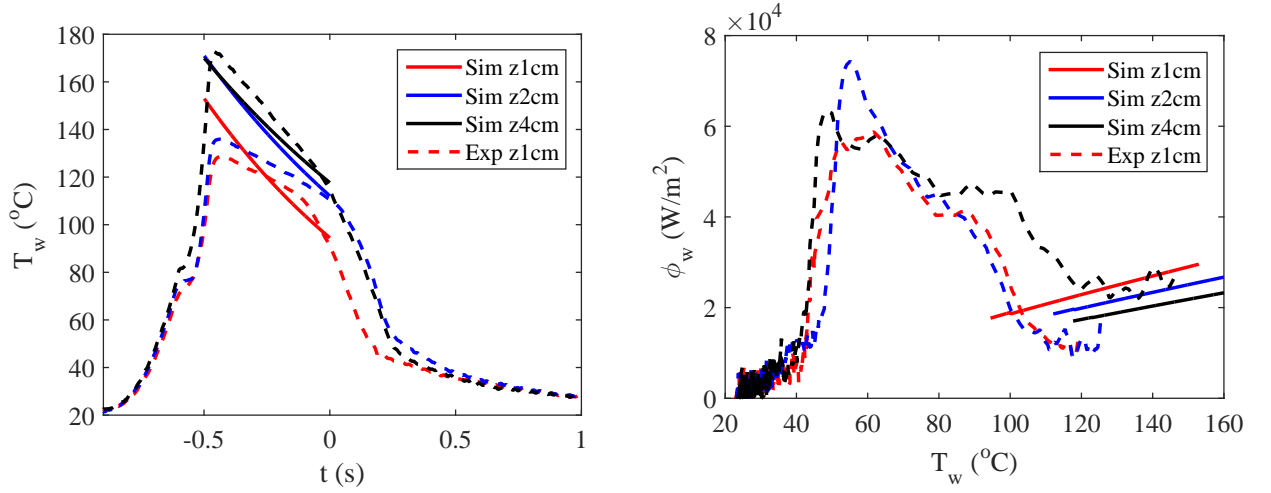


FIGURE 4.57 – Profils expérimentaux de température et de flux de chaleur comparés au modèle à deux fluides ($Q = 0,05$ L/s, $\Delta T_{sub} = 13$ K, cas 2)

il est possible d'estimer différentes grandeurs caractéristiques (Howard et Mudawar [24]) :

$$u_v = \left[\frac{2}{3} \left(\frac{\rho_l}{\rho_v} \right) g z \right]^{1/2} = 10.5 m/s \quad (4.33)$$

$$\lambda_c = \left[\frac{3\pi\sigma}{\rho_l g} \right]^{1/2} = 2.8 mm \quad (4.34)$$

$$c = \frac{\rho_l u_l + \rho_v u_v}{\rho_l} + \sqrt{\frac{2\pi\sigma}{\lambda_c \rho_l} - \frac{\rho_v (u_v - u_l)^2}{\rho_l}} = 8 - 12 cm/s \quad (4.35)$$

$$(4.36)$$

où λ_c est la longueur d'onde la plus critique et c la vitesse associée. La valeur de u_v est proche de ce que donne le modèle à deux fluides et les valeurs de λ_c et c correspondent aux mesures expérimentales. Une étude plus approfondie de ces instabilités pourrait être faite en utilisant les profils d'épaisseur de vapeur et de vitesse moyenne donnés par les simulations du modèle à deux fluides.

4.6.3 Conclusion

Il y a une forte hystérésis sur les flux de chaleur en ébullition en film entre le chauffage et le refroidissement :

- Quand la paroi est chauffée, les flux de chaleur en ébullition en film transitoire sont au moins dix fois plus importants qu'en ébullition en film stationnaire. Ces forts transferts thermiques se traduisent par un film de vapeur épais et instable.
- Quand la paroi se refroidit, les flux de chaleur en ébullition en film sont faibles et correspondent à de l'ébullition en film stationnaire. Les transferts thermiques sont bien représentés par un modèle à deux fluides, avec une évolution quasi-stationnaire de la température de paroi. Ce modèle donne accès aux différentes composantes du gradient de pression : les frottements et les termes d'inertie s'avèrent négligeables, et donc le gradient de pression est piloté par la gravité. De plus, la vitesse moyenne de la vapeur permet, avec un modèle de Kelvin-Helmoltz, de calculer une longueur d'onde et une vitesse de propagation de l'instabilité qui correspondent avec les mesures expérimentales.

4.7 Remouillage

Le remouillage est caractérisé par la température minimum d'ébullition en film, la température de remouillage et la température associé au flux critique de remouillage. Il a été choisi dans l'état de l'art (Section 1.2.6) que la température de remouillage était définie par rapport à la variation maximale de la température. Cette section compare ces différentes températures aux corrélations de la littérature et se conclut par une esquisse de modélisation pour l'évolution de la température pendant le remouillage.

4.7.1 Résultats

La figure 4.58 montre les différentes températures caractéristiques du remouillage pour différents débits. On vérifie bien que la température $T_{CHF, r}$ correspondant au flux critique de remouillage est inférieure à la température de remouillage, elle même inférieure à la température minimale pour un film de vapeur stable. Il semble qu'il y ait peu d'influence visible du débit, ni du sous-refroidissement et ni du taux de refroidissement (50 – 600 K/s). Il y a cependant de la dispersion qui ne permet pas

de conclure. Cette dispersion est notamment très grande pour un débit nul.

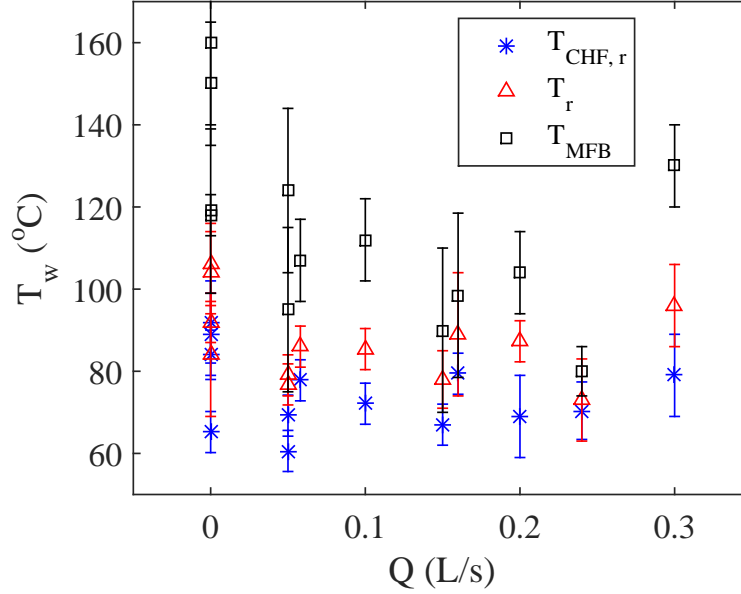


FIGURE 4.58 – Températures critique, de remouillage et minimal pour un film stable en fonction du débit

Comme il a été observé pour le passage en film, et comme l’avaient déjà remarqué Auracher et Marquardt [1], la température correspondant au flux critique de remouillage T_{CHF} reste constante autour de 72 ± 5 °C, quelque soit le taux de refroidissement, qui varie de -300 à -500 K/s au moment du flux critique de remouillage.

Le tableau 4.3 présente les mesures de T_r et T_{MFB} ainsi que les valeurs données par les corrélations de la littérature. Nous rappelons que suivant les cas, ces corrélations sont utilisées pour la température minimum en ébullition en film ou pour la température de remouillage. Il y a une grande dispersion des mesures de la température T_{MFB} mais il semble que les corrélations de Sakurai, de Semeria et la température de Leidenfrost soient une bonne approximation. La mesure de la température de remouillage est moins dispersée les corrélations de Henry et de Sakurai en donnent un bon encadrement.

T_r	T_{MFB}	T_{Henry}	$T_{Sakurai}$	$T_{Leidenfrost}$	$T_{Semeria}$
$84 \pm 10^\circ C$	$105 \pm 20^\circ C$	$69^\circ C$	$93^\circ C$	$96^\circ C$	$100^\circ C$

TABLE 4.3 – Comparaison de T_r et T_{MFB} avec les corrélations de la littérature

4.7.2 Simulation du remouillage avec le modèle à deux fluides

Le modèle à deux fluides est utilisé pour étudier la vitesse du remouillage : en dessous d'une température de remouillage, relevée à partir des expériences, l'épaisseur de film est mise à 0 et son évolution n'est plus calculée. La vitesse du remouillage modélisée ainsi peut alors être calculée à partir de l'évolution de la position de ce point. La figure 4.59 montre l'évolution de la position du remouillage et de la vitesse de remouillage. Le modèle prédit un remouillage de la paroi par le bas avec une vitesse de l'ordre de 10 cm/s, ce qui est du même ordre de grandeur que les vitesses de remouillage observées par les visualisations par caméra rapide. La figure 4.55 montre que la température diminue autour de $z = 2,5$ cm, ce qui rend cette zone propice au remouillage. Il est en effet visible sur la figure 4.59 que la vitesse de remouillage augmente dans cette partie.

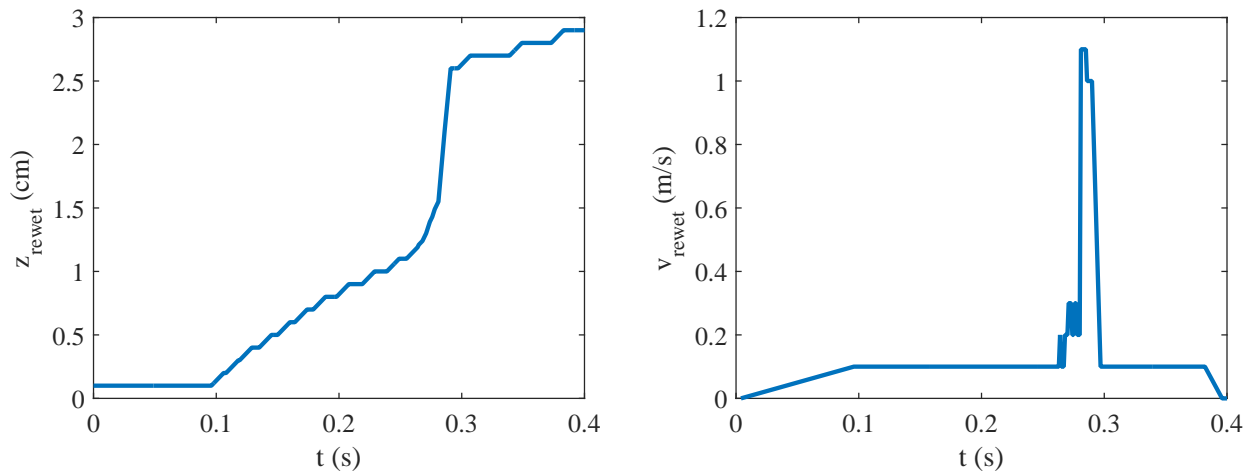


FIGURE 4.59 – Position du point de remouillage modélisé et vitesse de remouillage déduite ($Q = 0,05$ L/s, $\Delta T_{sub} = 13$ K, cas 1)

Nous avons tenté de modéliser l'évolution de la température pendant le remouillage en imposant un flux de chaleur ϕ_{rewet} constant, égal au flux moyen de la phase de remouillage, lorsque la température était inférieure à T_r . La valeur de ce flux moyen varie entre 35 et 45 kW/m². La figure 4.60 montre cette modélisation à travers l'évolution de la température et du flux de chaleur pariétaux. Ce modèle grossier rend assez bien compte de l'évolution de la température de paroi. Il faut remarquer que dans le modèle, la température de remouillage imposée correspond plus à une température minimale d'ébullition en film.

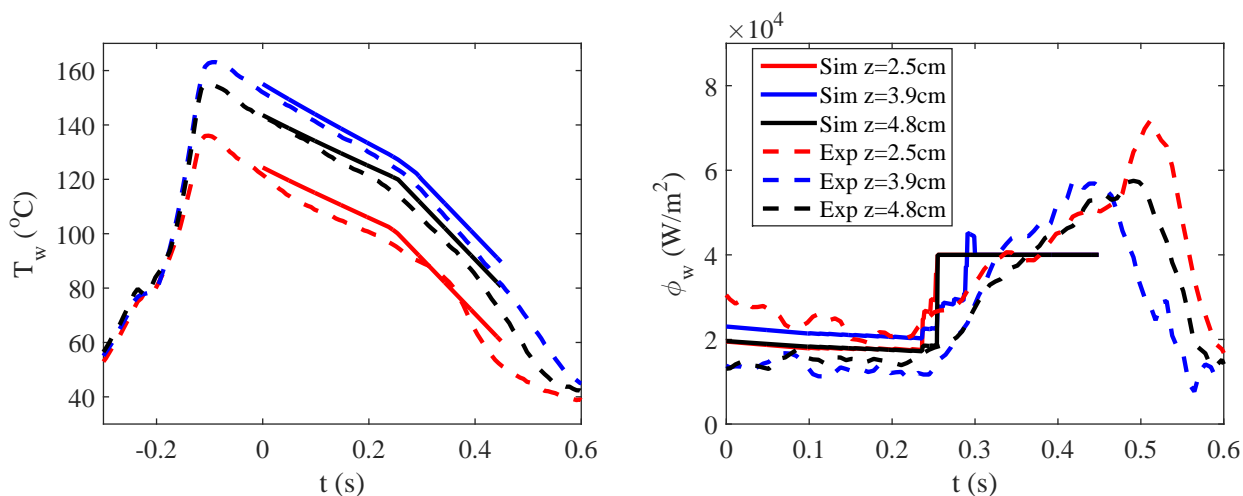


FIGURE 4.60 – Modélisation du remouillage ($Q = 0,05$ L/s, $\Delta T_{sub} = 13$ K, cas 1, $\phi_{rewet} = 40$ kW/m²)

4.7.3 Conclusion

De par la nature instable du remouillage, les mesures des températures de fin d'ébullition en film T_{MFB} et de remouillage T_r sont assez dispersées. Elles sont cependant du même ordre de grandeur que les corrélations de la littérature.

Comme l'avaient déjà observé Auracher et Marquardt [1], la température $T_{CHF,r}$ correspondant au flux critique de remouillage ne varie pas avec le taux de refroidissement est resté proche de la température de passage en film T_{CHF} .

En imposant une température de remouillage en dessous de laquelle le film de vapeur disparaît, le modèle à deux fluides permet de calculer une vitesse de remouillage proche de celle mesurée expérimentalement. L'évolution de la température de

paroi pendant le remouillage est modélisée avec un flux de chaleur constant et égal à la moyenne du flux de chaleur expérimental pendant le remouillage. Ce flux semble rester autour de 40 kW/m^2 pour les différents essais. Cette modélisation grossière représente toutefois bien l'évolution de la température pendant le remouillage.

4.8 Conclusion

Pour chaque type de transfert de chaleur, le régime stationnaire a d'abord été étudié en comparant les résultats expérimentaux aux corrélations de la littérature. Ces dernières modélisent bien les mesures expérimentales, ce qui a fourni une validation de ces mesures ainsi qu'une référence pour l'étude des transitoires.

Le régime transitoire a été étudié à travers différentes façons de chauffer la paroi, et l'analyse de ces résultats a permis d'en tirer des modèles. Nous avons essayé à chaque fois d'interpréter les quelques résultats de la littérature sur les transferts de chaleur transitoire avec ces modélisations.

Ces différents résultats sont synthétisés dans la conclusion finale.

Conclusion

Ce travail s'inscrit dans un cycle de plusieurs thèses ayant pour but de comprendre et de modéliser les transferts de chaleur transitoires. En plus de l'apport de connaissances fondamentales, ces études visent à fournir à l'Institut de Radioprotection et de Sûreté Nucléaire des modèles d'échange de chaleur transitoire entre un crayon de combustible nucléaire et le réfrigérant pour des simulations d'un accident d'insertion de réactivité.

Pendant ce type d'accident, la montée en température est très importante et quasiment toute la courbe d'ébullition doit être modélisée en évolution transitoire : la convection, le déclenchement de l'ébullition, l'ébullition nucléée, le passage en film, l'ébullition en film et finalement le remouillage de la paroi. Des observations phénoménologiques ont été faites sur ces régimes en transitoire mais la compréhension des mécanismes physiques et des modèles sont toujours manquants.

Ces travaux de recherche font suite à la thèse de Visentini [66] qui a mis en place le dispositif expérimental utilisé. Cette expérience permet d'étudier les transferts de chaleur entre une paroi et un liquide pour de faibles et fortes variations de température (0 à 2000K/s suivant les régimes) et dans une géométrie semi-annulaire, proche de la géométrie annulaire modèle d'un crayon de combustible nucléaire et de l'écoulement autour. La température et le flux pariétaux sont mesurés précisément avec une caméra infrarouge et l'écoulement est visualisé par une caméra rapide. Un écoulement avec un sous-refroidissement plus ou moins important peut être imposé. Néanmoins, Visentini [66] a principalement fait des expériences en vase, dans la section d'essai seule. De ces mesures sont issues des premières interprétations du transfert de chaleur entre une paroi et un liquide.

Les résultats de cette thèse ont été obtenus à partir d'expériences avec écoulement. Les interprétations et modèles issus de ces mesures sont synthétisés dans ce qui suit et présentés de manière à parcourir la courbe d'ébullition avec chauffage puis avec refroidissement :

Écoulement et convection transitoire dans une conduite semi-annulaire :

L'étude de l'écoulement et de la convection dans la section d'essai a été faite en comparant des résultats expérimentaux à des résultats de simulations numériques ainsi qu'à des corrélations et modèles de la littérature.

- Un critère d'équivalence a été établi permettant de montrer que l'écoulement dans le plan de symétrie en géométrie semi-annulaire est similaire à l'écoulement en géométrie annulaire. Ceci justifie a posteriori la pertinence de la géométrie modèle par rapport à la géométrie d'intérêt.
- Le transport convectif de chaleur est maximal dans une couche proche paroi, caractérisée par l'épaisseur d'enthalpie δ_h de l'ordre de $0.1mm$.
- Une couche de liquide caractérisée par l'épaisseur conventionnelle de couche limite $\delta_{99\%}$, de l'ordre de $1mm$, définit la région où une loi logarithmique est valide.
- Le nombre de Nusselt local est proportionnel à la vitesse de frottement locale. Les résultats des expériences et des simulations dans le plan de symétrie de la section semi-annulaire concordent avec les corrélations de Dittus-Boelter [47] ou de Hassan et coll. [20] (géométrie annulaire) en régime stationnaire.
- L'évolution transitoire de la température de paroi observée dans les expériences et les simulations pendant un créneau de puissance sont bien représentées par le modèle de Hiroshi et Kawamura [23] obtenu pour une conduite cylindrique.
- L'évolution de l'épaisseur de couche limite thermique δ_h , obtenue par les simulations, se fait d'une manière similaire à celle de la température de paroi.

L'écoulement et les échanges de chaleur monophasiques dans notre section d'essai (géométrie semi-annulaire) sont représentatifs de ce qui peut être rencontré autour d'un barreau de combustible nucléaire (géométrie annulaire modèle). En outre, l'évolution temporelle de la température de paroi en fonction des caractéristiques de l'écoulement, ainsi que celle de la couche limite en température, peuvent être modélisées.

Déclenchement de l'ébullition nucléée

L'état de surface de la feuille de métal chauffée a été en partie caractérisé : les cavités présentes ont des tailles de l'ordre de 0.1 à $1\mu m$ et le fluide HFE7000 est très mouillant sur le matériau utilisé.

Deux températures caractéristiques du déclenchement de l'ébullition ont été observées :

- La température T_{FVB} où apparaît la première bulle de vapeur est bien modélisée par le modèle de Hsu instationnaire. Du fait des petites tailles de cavité, l'influence du sous-refroidissement et de l'écoulement est négligeable, comme prédit

par le modèle.

- La première bulle grandit rapidement dans la couche de liquide surchauffée en une nappe de vapeur qui limite les échanges thermiques. La température de paroi continue donc d'augmenter jusqu'à une température T_{ONB} où cette nappe de vapeur se fragmente et laisse place à l'ébullition nucléée. La température rediminue alors. La croissance de la nappe de vapeur peut être modélisée par la loi de Mikic et Rohsenow et la fragmentation semble apparaître quand la nappe de vapeur a des dimensions proches de la longueur capillaire. L'influence du sous-refroidissement et de l'écoulement sont négligeables devant celle de l'intensité du créneau de puissance déclenchant l'ébullition, a priori pour les mêmes raisons que pour T_{FVB} .

L'état de surface influe grandement sur le déclenchement de l'ébullition : si les cavités où les bulles se forment sont trop petites, la surchauffe est plus importante et l'influence du transitoire n'est plus visible.

Ébullition nucléée

Les corrélations de Chen et Rohsenow approchent bien les mesures expérimentales en stationnaire en prenant en compte l'influence du sous-refroidissement avec un coefficient correctif. Comme pour le déclenchement de l'ébullition, le transfert de chaleur en ébullition nucléée dépend de la surface chauffée.

L'évolution de la température pendant un transitoire entre deux paliers d'ébullition stationnaire est auto similaire pour les gammes de conditions testées et peut être ainsi modélisée par une unique fonction f . Ce résultat est similaire à ce qui est observé en convection transitoire. Cette fonction permet de modéliser de nombreuses expériences, que ce soit de forts créneaux de puissances ou des rampes de température. L'évolution du coefficient de transfert de chaleur dépend de la manière de chauffer :

- Si la puissance générée est imposée par paliers de durée inférieure à $0.2s$, le flux de chaleur ne fait qu'augmenter et il n'y a pas relaxation vers un état stationnaire. Le coefficient de transfert thermique augmente et tend vers un écart au stationnaire constant.
- Si la puissance générée est imposée par paliers d'une durée supérieure à $0.2s$, il y a une relaxation vers le régime stationnaire. Il y a d'abord une augmentation du coefficient de transfert thermique, suivi d'une évolution tendant vers un régime quasi-statique.

Passage en film

Le passage en ébullition en film dépend de la manière de chauffer :

- Pour des essais en créneau de forte puissance, la température de passage en film T_{CHF} reste constante, et proche de sa valeur en stationnaire. Le flux critique augmente avec la puissance et peut être modélisé à partir des résultats en ébullition nucléée transitoire comme la valeur du transfert de chaleur en ébullition transitoire pour la température T_{CHF} .
- Quand la puissance générée est imposée sous forme de rampe, les variations de température sont beaucoup plus importantes, de l'ordre de plusieurs centaines de Kelvin par seconde. La température T_{CHF} n'est plus constante et augmente avec le taux de chauffe, tandis que le flux critique diminue.

Ébullition en film

Il y a un fort hystérésis sur les flux de chaleur en ébullition en film entre le chauffage et le refroidissement :

- Quand la paroi est chauffée, les flux de chaleur en ébullition en film transitoire sont au moins dix fois plus importants qu'en ébullition en film stationnaire et se traduisent par un film de vapeur épais et instable. Ce régime semble similaire à de l'ébullition de transition.
- Quand la paroi se refroidit, les flux de chaleur en ébullition en film sont faibles. Ils sont bien représentés par un modèle à deux fluides, avec une évolution quasi-stationnaire de la température de paroi. Ce modèle donne accès aux différentes composantes du gradient de pression : les frottements et les termes d'inertie s'avèrent négligeables, et donc le gradient de pression est piloté par la gravité.

Remouillage

De par la nature instable du remouillage, les mesures des températures de fin d'ébullition en film T_{MFB} et de remouillage T_r sont dispersées, mais du même ordre de grandeur que les corrélations de la littérature.

La température $T_{CHF,r}$ correspondant au flux critique de remouillage ne varie pas avec le taux de refroidissement et reste proche de la température de passage en film T_{CHF} .

À partir de la température de remouillage, le modèle à deux fluides permet de calculer une vitesse de remouillage proche de celle mesurée expérimentalement. L'évolution de la température de paroi pendant le remouillage peut être modélisée avec un flux de chaleur constant et égal à la moyenne du flux de chaleur expérimental pendant le remouillage.

Perspectives

Les modèles obtenus pendant cette thèse ont besoin d'être éprouvés :

- En exploitant les données non interprétées, notamment les essais en rampe mais aussi les visualisations par caméra rapide.
- Avec le dispositif expérimental existant : en explorant des nombres de Reynolds plus importants, en faisant varier les tailles de cavité de la surface chauffée...
- En faisant varier les manières de chauffer : en particulier en améliorant le PID de manière à pouvoir imposer des montées en paliers de paramètres fixés, des montées en exponentielle...
- En réinterprétant des résultats de la littérature à partir de ces modèles (Sakurai et coll. [55], Jackson et coll. [29]...)

Il reste encore des mécanismes à comprendre :

- L'influence de la peinture noire sur la température de paroi doit être caractérisée. Il est important de savoir de combien la température mesurée par la caméra IR diffère de la température de la paroi coté fluide, et de quantifier l'influence de la peinture sur la mesure des flux de chaleur.
- Le passage en film dépend grandement de la manière de chauffer. Il est nécessaire de comprendre comment, en exploitant les essais en rampe pour commencer.
- Les données sur l'ébullition en film pendant la chauffe ont été peu exploitées et ce régime n'est toujours pas modélisé. On peut se demander si, comme la convection et l'ébullition nucléée, cette phase ne pourrait pas être modélisée par une transition entre deux puissances.
- L'ébullition en film devrait être étudiée avec un flux imposé pendant le refroidissement, pour simuler une inertie thermique de la paroi. La transition entre l'ébullition en film et l'ébullition nucléée demande plus d'approfondissement.

Pour finir, l'extrapolation des résultats du dispositif expérimental devra être faite vers les conditions en réacteur nucléaire. En effet, bien qu'il y ait une similitude géométrique entre notre section semi-annulaire et la géométrie modèle annulaire, il faudrait revenir sur la similitude entre les fluides, entre les conditions d'utilisation (pression, température)... Cette extrapolation pourra être validée avec la comparaison aux résultats des essais NSRR et PATRICIA.

Cette boucle expérimentale n'a pas fini de vivre puisque Valentin Scheiff [56] poursuit son stage en thèse, toujours financé par l'Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire.

Liste des symboles

Lettres grecques

α	Diffusivité thermique Taux de vide
β	Coefficient de dilatation isobare Capacité thermique sans dimension, $\beta = \frac{h_{stat}H}{\lambda_l \rho_l C_{p,l}}$
β_n	Solution de $\beta_n \cos(\beta_n) = -\gamma$
χ	Titre thermodynamique
ΔT	Écart de température
δ	Épaisseur de film de vapeur
δ_t	Épaisseur de couche limite thermique
$\delta_{99\%}$	Épaisseur conventionnelle de couche limite thermique
δ_h	Épaisseur de couche limite thermique basé sur le transport d'enthalpie du fluide
ϵ	Émissivité
γ	Nombre sans dimension, $\gamma = \frac{\rho_w C_{p,w} e_w}{\rho_l C_{p,l} D_h}$
κ	Constante de Von Karman
κ_T	Équivalent de la constante de Von Karman pour la température
λ	Conductivité thermique
μ	Viscosité dynamique Potentiel chimique
ν	Viscosité cinématique

ϕ	Flux de chaleur
Φ_h	Flux d'enthalpie
ρ	Densité
σ	Tension de surface Constante de Stefan-Boltzmann
τ	Contrainte de cisaillement Constante de temps
τ_Z	Constante de temps introduite par Hiroshi et Kawamura [23]
$\tau_{1.15}$	Temps pour que le flux en convection transitoire atteigne 1.15 fois sa valeur finale
$\tau_{85\%}$	Temps pour que la température adimensionnée T^* en convection transitoire atteigne 85% de sa valeur final
Θ	Fonction définie par Hiroshi et Kawamura [23] pour modéliser la convection transitoire
θ	Position azimutale Angle de contact

Lettres latines

\dot{m}	Débit massique
$\frac{dp}{dz}$	Gradient de pression
A, A'	Constantes
Bi	Nombre de Biot, $Bi = \frac{h e_w}{\lambda_w}$
C_p	Capacité calorifique
C_{sf}	Constante dans la corrélation de Rohsenow [50]
d_B	Diamètre de bulle
D_h	Diamètre hydraulique
e_w	Épaisseur de la paroi
f	Fonction caractéristique de l'évolution de température pendant un palier de puissance

f_D	Coefficient de frottement de Darcy, $f_D = -\frac{dp}{dz} \frac{D_h}{0.5\rho u_m^2}$
f_F	Coefficient de frottement de Fanning, $f_F = \frac{\tau_w \cdot m}{0.5\rho u_m^2}$
g	Accélération gravitationnelle
Gr	Nombre de Grashof, $Gr = \frac{g\beta\Delta T D_h^3}{\nu^2}$
H	$H = \rho_w C_{p,w} e_w$
h	Coefficient de transfert de chaleur $h = \frac{\phi_w}{T_w}$
h_{lv}	Enthalpie de changement de phase liquide-vapeur
I	Courant
J	Taux de nucléation
Ja	Nombre de Jacob, $Ja = \frac{\rho_l C_{p,l} \Delta T}{\rho_v h_{lv}}$
k_B	Constante de Boltzmann
k_e	Énergie cinétique turbulente, $k_e = 0.5 < u'^2 + v'^2 + w'^2 >$
L	Longueur Flux lumineux
L_c	Longueur capillaire, $L_c = \sqrt{\frac{\sigma}{g(\rho_l - \rho_v)}}$
La	Nombre de Laplace, $La = \frac{\sigma L \rho_l}{\mu_l^2}$
M	Masse molaire
m	Masse d'une molécule
N	Niveau mesuré par la caméra infrarouge
N_A	Nombre d'Avogadro
Nu	Nombre de Nusselt, $Nu = \frac{\phi_w D_h}{\lambda(T_w - T_b)}$
P	Puissance générée, $P = U I$ Périmètre
p	Pression Puissance volumique
Pr	Nombre de Prandtl, $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$

Q	Débit Fonction définie par Hiroshi et Kawamura [23] pour modéliser la convection transitoire
R	Constante des gaz parfaits Rayon d'une bulle
r	Position radiale Rayon
r^*	Position radiale sans dimension, $r^* = \frac{r-r_i}{r_o-r_i}$
r_0	Position radiale du 0 du taux de cisaillement
Re	Nombre de Reynolds, $Re = \frac{\rho u_m D_h}{\mu}$
Re^*	Nombre de Reynolds basé sur la vitesse de frottement, $Re = \frac{\rho u_i^* D_h}{\mu}$
S	Section de la conduite Facteur correctif convectif ou de sous-refroidissement sur l'ébullition nucléée
T	Température
t	Temps
T^*	Température sans dimension, $T^* = \frac{T_w - T_b}{T_{w,stat} - T_b}$
t^*	Temps sans dimension
T^+	Température sans dimension, $T^+ = \frac{T_w - T_l}{T_f}$
T_f	Température de frottement, $T_f = \frac{\phi_w}{\rho C_p u_i^*}$
U	Tension Vitesse axiale moyenne
u	Vitesse axiale
u', v', w'	Vitesses turbulentes
u^*	Vitesse de frottement, $u^* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}}$
u^+	Vitesse axiale sans dimension, $u^+ = \frac{u}{u^*}$
u_m	Vitesse moyenne, $u_m = Q/S$
v	Volume massique

- We Nombre de Weber, $We = \frac{\rho u^2 L_c}{\sigma}$
- y Position radiale à partir de la paroi, $y = r - r_i$
- y^+ Position radiale sans dimension, $y^+ = \frac{\rho y u^*}{\mu}$
- Z Temps sans dimension, $Z = \frac{t}{\tau_Z}$

Indices

- $0, NB$ Début de l'ébullition nucléée stable
- θ À un angle θ donné
- b Cœur
- c Cavité
Critique
- CHF Critical Heat Flux
- CN Corps noir
- $conv$ Convectif
- eq Équivalence entre géométries annulaire et semi-annulaire
Équilibre
- exp Expérimental
- FVB First Vapor Bubble
- gen Généré par effet Joule
- i Paroi intérieure
- $inlet$ Entrée
- l Liquide
- m Moyenne
- max Maximum
- MFB Minimum Film Boiling
- NB Nucleate Boiling
- o Paroi extérieure
- ONB Onset of Nucleate Boiling

<i>OSV</i>	Onset of Significant Void
<i>OV</i>	Overshoot
<i>PB</i>	Pool Boiling
<i>r</i>	Remouillage Réduite, ex : $p_r = p/p_c$
<i>sat</i>	Saturation
<i>simul</i>	Simulé
<i>stat</i>	Stationnaire
<i>sub</i>	Sous-refroidissement
<i>th</i>	Théorique
<i>trans</i>	Transitoire
<i>v</i>	Vapeur
<i>w</i>	Paroi

Annexe A

Croissance et détachement d'une bulle sur une paroi chauffée

Pour prévoir le détachement des bulles, les modélisations récemment développées s'appuient sur un bilan des forces que la bulle subit pendant sa croissance ([33], [65]). La figure A.1 montre un schéma d'une bulle en croissance sur une paroi verticale avec les grandeurs géométriques caractéristiques et les forces en jeu. Certaines forces sont statiques :

- La force de flottabilité, F_b , composée du poids de la bulle et de la poussée d'Archimède s'écrit :

$$F_{b,z} = (\rho_l - \rho_v)g\mathcal{V}_B \quad (\text{A.1})$$

\mathcal{V}_B correspond au volume de la bulle. Cette force est dirigée vers le haut et va contribuer au détachement de la bulle.

- La force capillaire F_c , due au contact de la bulle et de la paroi, se décompose en deux termes (Klausner et coll. [33]) : une contribution perpendiculaire à la paroi

$$F_{c,y} = -2r_f\sigma\frac{\pi}{\alpha - \beta}(\cos\beta - \cos\alpha) \quad (\text{A.2})$$

et une contribution parallèle à la paroi

$$F_{c,z} = -2.5r_f\sigma\frac{\pi(\alpha - \beta)}{\pi^2 - (\alpha - \beta)^2}(\sin\alpha + \sin\beta) \quad (\text{A.3})$$

α et β sont respectivement les angles d'avancée et de recul de la bulle. r_f est le rayon au pied de la bulle et peut être approché par :

$$r_f = R\frac{\sin\alpha + \sin\beta}{2} \quad (\text{A.4})$$

pour une bulle accrochée à une paroi verticale avec un écoulement au moment de son détachement ou glissement (Maity [41]). Cette force s'oppose au détachement de la bulle.

- La force de pression de contact apparaît du fait que la bulle n'est pas entièrement entourée de liquide et qu'il existe une surpression à l'intérieure de la bulle. Elle dépend de la pression entre l'intérieur et l'extérieur de la bulle et, pour une paroi verticale, peut être modélisée par :

$$F_{cp,y} \approx \frac{2\sigma}{R} \pi r_f^2 \quad (\text{A.5})$$

Cette force favorise le détachement.

La bulle est également soumise à plusieurs forces dynamiques :

- La force d'inertie, résultante des forces qu'exerce le fluide sur la bulle, est composée d'une contribution parallèle à la paroi (Colin et coll. [16]) :

$$F_{I,z} = -\rho_l(1 + C_1) \frac{d\mathcal{V}_B(t) (u_{B,z} - u_l)}{dt} \quad (\text{A.6})$$

et d'une contribution perpendiculaire à la paroi :

$$F_{I,y} = -\rho_l \mathcal{V}_B(t) \left(C_2 \frac{(dR/dt)^2}{R} + C_3 \frac{d^2 R}{dt^2} \right) - \rho_l(1 + C_1) \frac{d\mathcal{V}_B(t) u_{B,y}}{dt} \quad (\text{A.7})$$

u_l et u_B sont la vitesse du liquide non perturbé et la vitesse de la bulle au centre de la bulle, et les C_i correspondent aux coefficients de masse ajoutée. La contribution selon z va favoriser le glissement de la bulle tandis que la contribution selon y va s'opposer à son détachement.

- La force de traînée s'exprime en fonction d'un coefficient de traînée C_D :

$$F_{D,z} = 0.5\rho_l C_D S (u_l - u_{B,z})^2 \quad (\text{A.8})$$

et favorise le glissement de la bulle. S correspond à la section de la bulle vue par l'écoulement.

- De la même manière, la force de portance s'exprime en fonction d'un coefficient de portance C_L :

$$F_{L,y} = 0.5\rho_l C_L S (u_l - u_{B,z})^2 \quad (\text{A.9})$$

et favorise ou retarde le détachement de la bulle suivant le signe de C_L . Cette force s'exerce perpendiculairement à la vitesse relative de la bulle.

Les forces de traînée et de portance sont considérées respectivement parallèle et perpendiculaire à la paroi. Le schéma de droite de la figure A.1 représente une bulle accrochée à une paroi verticale avec les différentes forces qui s'appliquent sur cette bulle. Les forces volumiques sont représentées au centre de gravité de la bulle et les forces dues à la capillarité sont représentées au pied de la bulle. Les forces vertes s'opposent au détachement ou au glissement tandis que les rouges y contribuent.

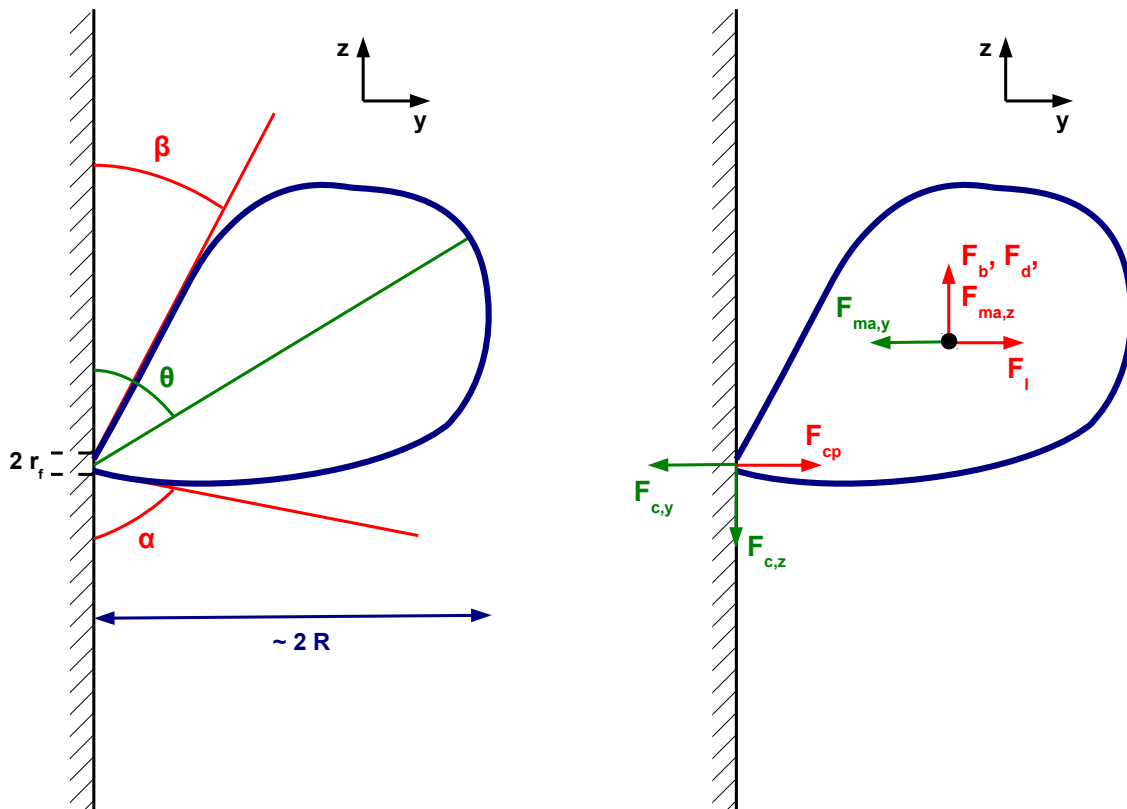


FIGURE A.1 – Schéma d'une bulle accrochée à une paroi, avec ses grandeurs caractéristiques à gauche, et les forces subies par la bulle à droite

Pour calculer la force de traînée sur une bulle sphérique dans un liquide sans paroi, Mei et Klausner [42] proposent l'expression suivante :

$$C_D = \frac{16}{Re_B} \left\{ 1 + \frac{3}{2} \left[\frac{12}{Re_B} + 0.75 \left(1 + \frac{3.315}{Re_B^{0.5}} \right) \right]^{-1} \right\} \quad (\text{A.10})$$

Pour deux bulles se déplaçant parallèlement, Legendre et coll. [37] ont ajouté une correction à la loi de Moore :

$$C_D = \frac{48}{Re_B} \left(1 + g(d) - (1 + d^{-3}) \frac{2.211}{Re_B^{0.5}} \right) \text{ pour } Re_B = 20 - 300 \quad (\text{A.11})$$

$$\text{avec } g(d) = d^{-3} + \frac{3}{4}d^{-6} + \frac{11}{3}d^{-8} + \frac{1}{2}d^{-9} + \frac{39}{4}d^{-10} \quad (\text{A.12})$$

où d est la distance entre les centres des deux bulles adimensionalisée par le rayon des bulles. Pour une bulle se déplaçant à proximité d'une paroi, on prendra $d = 2$. Legendre et Magnaudet [36] ont ajouté une correction au coefficient de traînée en écoulement stationnaire $C_D(Re_B, 0)$ pour prendre en compte l'effet du cisaillement :

$$C_D(Re_B, S_r) = C_D(Re_B, 0) (1 + 0.55 S_r^2) \quad (\text{A.13})$$

$$\text{avec } S_r = \frac{2R \frac{du_l}{dy}}{u_l - u_{B,z}} \quad (\text{A.14})$$

pour des nombres de Reynolds de bulle Re_B inférieurs à 500 et des cisaillements adimensionnés S_r inférieurs à 1.

Pour la force de portance, Mei et Klausner [42] proposent une expression du coefficient de portance pour une bulle sphérique dans un fluide cisailé sans paroi :

$$C_L = 2.741 S_r^{0.5} (Re_B^{-2} + 0.0035 S_r^2)^{1/4} \quad (\text{A.15})$$

Une autre expression est donnée par Legendre et coll. [37] :

$$C_L = \frac{4}{3} S_r \sqrt{(C_L^{faible Re_B})^2 + (C_L^{grand Re_B})^2} \quad (\text{A.16})$$

$$C_L^{faible Re_B} = \frac{6}{\pi^2} \frac{2.255}{\sqrt{Re_B S_r} \left(1 + 0.2 \frac{Re_B}{S_r} \right)^{3/2}} \quad (\text{A.17})$$

$$C_L^{grand Re_B} = 0.5 \frac{1 + 16/Re_B}{1 + 29/Re_B} \quad (\text{A.18})$$

Pour étudier la croissance et le détachement de la bulle, quelques hypothèses sont faites :

- Le centre de la bulle a une vitesse $(u_{B,y}, u_{B,z}) = (\dot{R} \sin \theta, \dot{R} \cos \theta)$, avec θ l'angle d'inclinaison de la bulle par rapport à la paroi, modélisé par $\theta = (\alpha - \beta)/2$.
- L'évolution du rayon de la bulle est supposée suivre une loi inspirée des différentes théories de croissance de bulle en milieu infini ou proche paroi :

$$R(t) = K Ja \sqrt{\alpha t} \quad (\text{A.19})$$

- La bulle est supposée sphérique. Son volume s'exprime alors $\mathcal{V}_B = \frac{4}{3}\pi R^3$ et les coefficients de masse ajoutée valent alors $C1 = 0.636$, $C2 = C3 = -0.5$ (Van der Geld [65]).

À chaque instant le bilan des forces selon z et y doit être vérifié :

$$F_B + F_{c,z} + F_{I,z} + F_D = 0 \quad (\text{A.20})$$

$$F_{c,y} + F_{cp} + F_{I,y} + F_L = 0 \quad (\text{A.21})$$

Les angles de recul et d'avancée doivent être calculés pour que ces bilans soient vérifiés. Quand aucune solution n'est possible et qu'au moins un des bilans ne peut plus être vérifié, la bulle se détache ou glisse. Calculer les angles impliqués dans ce bilan peut s'avérer compliqué et la solution n'est pas forcément unique. Une autre méthode pour calculer le diamètre au détachement d'une bulle est de considérer que les angles de recul et d'avancée sont de 10° et de 90° au détachement qui maximisent la force capillaire axiale. Tant que la bulle n'est pas détachée ou ne glisse pas les bilans sont négatifs. Il suffit alors de chercher le diamètre de la bulle pour lequel au moins un des bilans devient positif. Si le bilan selon z devient positif en premier, la bulle va glisser le long de la paroi tandis que si le bilan selon y devient positif en premier, la bulle va se détacher.

Annexe B

Détail des différentes simulations faites avec Starccm+

Cette annexe présente les détails des différentes simulations effectuées avec Starccm+. Toutes les simulations ont été faites avec un processeur Xeon(R) E5-1650 0 @ 3.20GHz (8 cœurs, 16 processus) et 16 Go de RAM. Les temps de calcul ont été de l'ordre de quelques heures pour les calculs en géométrie axisymétrique à plusieurs jours pour les calculs 3D.

B.0.1 Maillage semi-annulaire

La figure B.1 montre le maillage utilisé pour modéliser une section semi-annulaire. L'existence d'un plan de symétrie permet de ne mailler que la moitié de la section. Comme il est décrit dans le manuscrit, le maillage est plus grossier au centre de la section, où un modèle $k-\varepsilon$ est utilisé, et plus raffiné proche des parois, où un modèle bas Reynolds est utilisé (fig. B.2).

B.0.2 Simulations Starccm+, sans chauffage, d'un écoulement de R113 dans une section annulaire

Des simulations d'un écoulement de R113 dans une section annulaire ont été faites pour valider la méthode de calcul et le maillage, par la comparaison avec les résultats de Kang et coll. [31] et de Kaneda et coll. [30].

La géométrie étant annulaire, nous avons choisi de faire un maillage axisymétrique. Pour ce faire, il est nécessaire de mailler un pavé dont la face en $z=0$ (dans le repère

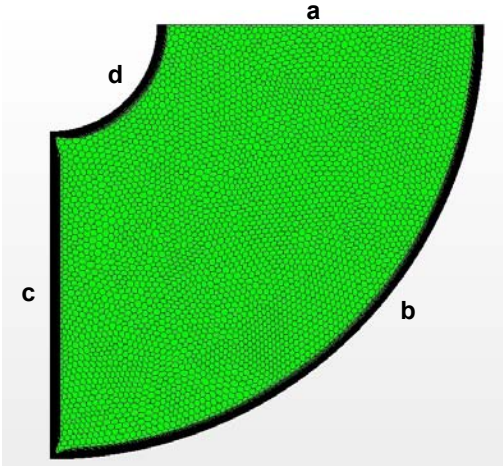


FIGURE B.1 – Maillage de la section complète

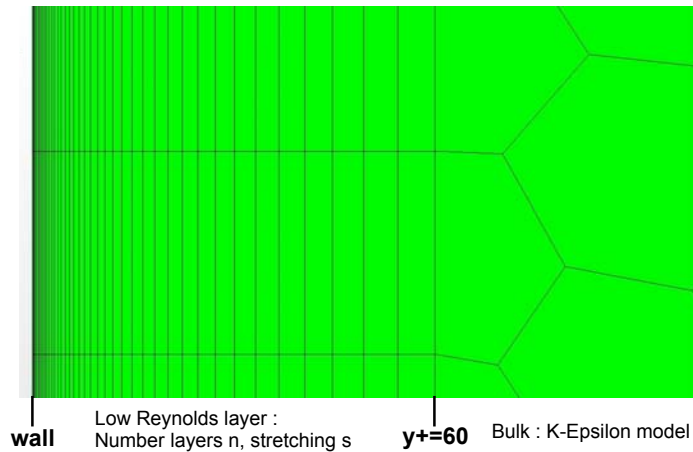


FIGURE B.2 – Maillage raffiné, près des parois

de Starccm+) doit correspondre au plan de symétrie voulu (de dimensions r_i , r_o , L). À partir de ce pavé maillé, il faut demander à Starccm+ de le convertir en géométrie 2D, ce qui donne la face d'intérêt maillée.

Les propriétés physiques du R113 sont gardées constantes pendant les simulations

à $\rho = 1519,38 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 5,5353 \times 10^{-4} \text{ Pa}\cdot\text{s}$.

Couche proche paroi : 20 mailles, stretching 1,1, de taille $y^+ = 60$ (y^+ est donné à partir du u^* calculé avec les équations de Kaneda et coll. [30])

Au cœur : mailles de 0,2 à 0,3 mm

Suivant l'axe : extrusion sur 1 m divisé en 500 couches

Modèles physiques :

Axissymmetric

Steady

Liquid

Segregated Flow \rightarrow Gradients

Constant Density

Turbulent \rightarrow Reynolds-Averaged Navier-Stokes

K-Epsilon Turbulence \rightarrow Two-Layer All y^+ wall Treatment, Realizable K-Epsilon

Two-Layer

Conditions aux limites : Le maillage est un rectangle dans ce cas (axisymétrique), il n'y a donc que 4 conditions aux limites : Mass Flow Inlet ($\dot{m} = 0,117258 \text{ kg/s}$, $\varepsilon = 0,05$, $\mu_t/\mu = 40$ pour modéliser l'expérience 4 de Kang et coll. [31]), Flow split outlet, et 2 Wall

Tailles de maillage : Environ 44000 mailles

Convergence : La convergence est obtenue après stabilisation du résidu global, qui correspond à la RMS des résidus de toutes les mailles. J'attends que les résidus soient stabilisés. Les résidus sont en dessous de 0,001.

B.0.3 Simulations Starccm+, avec chauffage, d'un écoulement de R113 dans une section annulaire

Des simulations d'un écoulement de R113 dans une section annulaire ont été faites pour valider la méthode de calcul et le maillage quand un flux de chaleur est imposé à la paroi intérieure, par la comparaison avec les résultats de Kang et coll. [31].

Le maillage axisymétrique présenté dans la sous-section précédente est réutilisé.

Les propriétés physiques du R113 sont gardées constantes pendant les simulations à $\rho = 2296,47587 - 2,46033 \times T(K)$ kg/m³, $\mu = 5,5353 \times 10^{-4}$ Pa-s, $C_p = 935,93$ J/kg-K, $\lambda = 0,064503$ W/m-K, $Pr_t = 0,91$.

Couche proche paroi : 20 mailles, stretching 1,1, de taille $y^+ = 60$ (y^+ est donné à partir du u^* calculé avec les équations de Kaneda et coll. [30]). Ces paramètres donnent environ 7 à 8 mailles dans la couche limite thermique ($y^+ \approx 10$)

Au cœur : mailles de 0,2 à 0,3 mm

Suivant l'axe : la cellule expérimentale modélisée fait environ 2 m. Mailler un pavé de 2 m demandant trop de mémoire vive, nous avons choisi de mailler 1 m de conduite avec 500 mailles, de calculer l'écoulement et le champ de température, puis de recalculer 1 m de conduite avec en entrée les champs de température, de vitesse et de turbulence obtenus en sortie du premier calcul.

Modèles physiques :

Axissymmetric

Steady

Liquid

Coupled Flow

Coupled Energy

Constant Density

Turbulent → Reynolds-Averaged Navier-Stokes

K-Epsilon Turbulence → Two-Layer All y^+ wall Treatment, Realizable K-Epsilon

Two-Layer

Conditions aux limites : Inlet : tables de vitesse, taux de dissipation et énergie cinétique turbulente à la sortie des simulations des écoulements (par exemple à la sortie de la simulation de l'expérience 4 pour l'expérience 5 de Kang et coll. [31]), $T = 315,85$ K, Flow split outlet, et 2 Wall pour la première simulation (le premier mètre). Les tables de vitesse, température, taux de dissipation et énergie cinétique turbulente sont extraites de la sortie de la conduite. Ces tables sont ensuite imposées en condition d'entrée de la deuxième conduite (deuxième mètre). La paroi intérieure a un flux imposé ($\phi = 9000$ W/m² pour modéliser l'expérience 5 de Kang et coll. [31]) tandis que la paroi extérieure est adiabatique.

Tailles de maillage : Environ 2×44000 mailles

Convergence : Résidus globaux en dessous de 0,01 pour les quantités de mouvement, la continuité et l'énergie, et de l'ordre de 0,001 pour le taux de dissipation et l'énergie cinétique turbulente.

B.0.4 Simulations Starccm+, sans chauffage, d'un écoulement d'eau dans une section semi-annulaire

Des mesures par PIV avaient été faites avec de l'eau pour étudier l'écoulement dans le plan de symétrie de la conduite. Afin d'étudier l'écoulement dans la totalité de la section, des simulations d'un écoulement d'eau dans une section semi-annulaire ont été faites. Les mesures par PIV permettent de valider les simulations dans le plan de symétrie de la conduite.

Les propriétés physiques de l'eau sont gardées constantes pendant les simulations à $\rho = 997,561 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 8,8871 \times 10^{-4} \text{ Pa-s}$

Couche proche paroi : 30 mailles, stretching 1,1, de taille $y^+ = 60$ (y^+ est donné à partir du u^* calculé avec les équations de Kaneda et coll. [30]). Ces paramètres donnent environ 7 à 8 mailles dans la couche limite thermique ($y^+ \approx 10$)

Au cœur : mailles de 0,2 à 0,3 mm

Suivant l'axe : extrusion sur 1,4 m en 140 mailles

Modèles physiques :

Three Dimensionnal

Steady

Liquid

Segregated Flow → Gradients

Constant Density

Turbulent → Reynolds-Averaged Navier-Stokes

K-Epsilon Turbulence → Two-Layer All y^+ wall Treatment, Realizable K-Epsilon

Two-Layer

Conditions aux limites : Mass Flow Inlet ($\dot{m} = 0,1-0,155-0,2-0,255-0,305$ kg/s, $\varepsilon = 0,01$, $\mu_t/\mu = 10$, Flow Split Outlet, Wall (faces b, c, d de la figure B.1), Symmetry Plane (a)

Tailles de maillage : environ de $1,4 \times 10^6$ mailles

Convergence : Résidus globaux inférieurs à 0,001 pour la dissipation, l'énergie turbulente et la quantité de mouvement axiale, et inférieurs à 0,00001 pour les quantités de mouvement radiales et azimutales et la continuité.

B.0.5 Simulations Starccm+, sans chauffage, d'un écoulement de HFE7000 dans une section semi-annulaire

Des simulations d'un écoulement de HFE7000 dans une section semi-annulaire ont été faites pour connaître le champ de vitesse dans la section d'essai pendant les expériences.

Les propriétés physiques du HFE7000 sont gardées constantes pendant les simulations à $\rho = 1400$ kg/m³, $\mu = 4,48 \times 10^{-4}$ Pa-s.

Couche proche paroi : 20 mailles, stretching 1,1, de taille $y^+ = 60$ (y^+ est donné à partir du u^* calculé avec les équations de Kaneda et coll. [30]).

Au cœur : mailles de 0,2 à 0,3 mm

Suivant l'axe : extrusion sur 1,4 m en 140 mailles

Modèles physiques :

Three Dimensionnal

Steady

Liquid

Segregated Flow → Gradients

Constant Density

Turbulent → Reynolds-Averaged Navier-Stokes

K-Epsilon Turbulence → Two-Layer All y^+ wall Treatment, Realizable K-Epsilon

Two-Layer

Conditions aux limites : Mass Flow Inlet, Flow Split Outlet, Wall (faces b , c , d de la figure B.1), Symmetry Plane (a)

Tailles de maillage : environ de $1,3 \times 10^6$ mailles

Convergence : Résidus globaux inférieurs à 0,001 pour la dissipation, l'énergie turbulente et la quantité de mouvement axiale, et inférieurs à 0,00001 pour les quantités de mouvement radiales et azimutales et la continuité.

B.0.6 Simulations Starccm+, avec chauffage, d'un écoulement de HFE7000 dans une section semi-annulaire

Les propriétés physiques du HFE7000 sont gardées constantes pendant les simulations à $\rho = 1400 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 4,48 \times 10^{-4} \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $C_p = 1300 \text{ J/kg}\cdot\text{K}$, $\lambda = 0,075 \text{ W/m}\cdot\text{K}$, $Pr_t = 0,9$.

Couche proche paroi : 40 mailles, stretching 1,1, de taille $y^+ = 60$ (y^+ est donné à partir du u^* calculé avec les équations de Kaneda et coll. [30]).

Au cœur : mailles de 0,2 à 0,3 mm

Suivant l'axe : extrusion sur 20 cm en 200 mailles

Modèles physiques :

Three Dimensionnal

Steady

Liquid

Coupled Flow \rightarrow Gradients

Coupled Energy

Constant Density

Turbulent \rightarrow Reynolds-Averaged Navier-Stokes

K-Epsilon Turbulence \rightarrow Two-Layer All y^+ wall Treatment, Realizable K-Epsilon

Two-Layer

Conditions aux limites : Inlet : tables de vitesse, énergie cinétique turbulente et taux de dissipation imposées issues de la sortie des simulations sans chauffage, avec une température de 300 K, Flow Split Outlet, Adiabatic Wall (faces b , c de la

figure B.1), Wall avec un flux imposé à 20 kW/m^2 (d), Symmetry Plane (a)

Tailles de maillage : environ de $1,3 \times 10^6$ mailles

Convergence : Résidus globaux inférieurs à 0,001 pour la dissipation, l'énergie turbulente et la quantité de mouvement axiale, et inférieurs à 0,00001 pour les quantités de mouvement radiales et azimutales et la continuité.

B.0.7 Simulations Starccm+ transitoire, avec chauffage par effet Joule, d'un écoulement de HFE7000 dans une section semi-annulaire

Les propriétés physiques du HFE7000 sont gardées constantes pendant les simulations à $\rho = 1400 \text{ kg/m}^3$, $\mu = 4,48 \times 10^{-4} \text{ Pa-s}$, $C_p = 1300 \text{ J/kg-K}$, $\lambda = 0,075 \text{ W/m-K}$, $Pr_t = 0,9$.

La feuille de métal en contact avec la face d est modélisée, avec deux mailles dans les $50 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Les propriétés du métal AISI304 sont gardées constantes pendant les simulations à $\rho = 7930 \text{ kg/m}^3$, $C_p = 500 \text{ J/kg-K}$, $\lambda = 16,3 \text{ W/m-K}$.

Couche proche paroi : 30 mailles, stretching 1,1, de taille $y^+ = 60$ (y^+ est donné à partir du u^* calculé avec les équations de Kaneda et coll. [30]).

Au cœur : mailles de 0,2 à 0,3 mm

Suivant l'axe : extrusion sur 20 cm en 200 mailles

Modèles physiques pour le liquide :

Three Dimensionnal

Implicit Unsteady (2nd order, dt=0.001s, 10 itérations par time step)

Liquid

Coupled Flow \rightarrow Gradients

Coupled Energy

Constant Density

Turbulent \rightarrow Reynolds-Averaged Navier-Stokes

K-Epsilon Turbulence \rightarrow Two-Layer All y^+ wall Treatment, Realizable K-Epsilon

Two-Layer

Conditions aux limites : Pour le liquide : Inlet : Tables de vitesse, énergie cinétique turbulente et taux de dissipation imposées avec une température constante imposée à 300K, Flow Split Outlet, Wall (b,c,d), Symmetry Plane (a), Contact interface (d)

Pour le solide : toutes les parois sont adiabatiques sauf celle en contact avec le liquide (d), pour simuler l'effet Joule une puissance volumique est imposée à 4×10^5 kW/m³

Convergence : Résidus globaux inférieurs à 0,001 pour la dissipation, l'énergie turbulente et la quantité de mouvement axiale, et inférieurs à 0,00001 pour les quantités de mouvement radiales et azimutales et la continuité.

Bibliographie

- [1] H. Auracher and W. Marquardt. Experimental studies of boiling mechanisms in all boiling regimes under steady-state and transient conditions. *International Journal of Thermal Sciences*, 41(7) :586–598, 2002.
- [2] S.G. Bankoff. Entrapment of gas in the spreading of a liquid over a rough surface. *AIChE journal*, 4(1) :24–26, 1958.
- [3] T.M. Ben-Ali, H.M. Soliman, and E.K. Zariffeh. Further results for laminar heat transfer in annular sector and circular sector ducts. *Journal of heat transfer*, 111(4) :1090–1093, 1989.
- [4] P.J. Berenson. Film-boiling heat transfer from a horizontal surface. *Journal of Heat Transfer*, 83(3) :351–356, 1961.
- [5] A.E. Bergles and W.M. Rohsenow. The determination of forced-convection surface-boiling heat transfer. *Journal of Heat Transfer*, 86(3) :365–372, 1964.
- [6] G. Berthoud. *Etude du flux critique en chauffage transitoire*. CEA, note technique DEN/DTN/SE2T/2006-01, 2006.
- [7] V. Bessiron. *Synthèse des études sur les échanges de chaleur gaine, fluide en transtoire RIA*. Rapport technique NT SEMCA-2004/ 06, IRSN, 2004, 2004.
- [8] V. Bessiron. Modelling of clad-to-coolant heat transfer for RIA applications. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 44(2) :211–221, 2007.
- [9] V. Bessiron. *PATRICIA-RIA SYNTHESIS REPORT*. Note technique IRSN SEMAR 02/19, 2015.
- [10] V. Bessiron, T. Sugiyama, and T. Fuketa. Clad-to-coolant heat transfer in NSRR experiments. *Journal of nuclear science and technology*, 44(5) :723–732, 2007.
- [11] L.A. Bromley, N.R. LeRoy, and J.A. Robbers. Heat transfer in forced convection film boiling. *Industrial & Engineering Chemistry*, 45(12) :2639–2646, 1953.
- [12] Van P. Carey. *Liquid-vapor phase-change phenomena*. Hemisphere Publishing Corporation, 1992.

- [13] H.S. Carslaw and J.C. Jaeger. *Conduction of heat in solids*. Oxford Science Publication, 1959.
- [14] J.C. Chen. Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow. *Industrial & Engineering Chemistry Process Design and Development*, 5(3) :322–329, 1966.
- [15] W.J. Chen, Y. Lee, and D.C. Groeneveld. Measurement of boiling curves during rewetting of a hot circular duct. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 22(6) :973–976, 1979.
- [16] C. Colin, D. Legendre, H. Yoshikawa, and M. Montout. Hydrodynamics of bubble detachment in nucleate boiling. In *Proceedings of ECI International Conference on Boiling Heat Transfer, Florianópolis, Brazil*, pages 1–13, 2009.
- [17] R.S. Dougall and T.E. Lippert. *Net vapor generation point in boiling flow of trichlorotrifluoroethane at high pressures*, volume 2241. National Aeronautics and Space Administration, 1973.
- [18] H.K. Forster and N. Zuber. Dynamics of vapor bubbles and boiling heat transfer. *AIChE Journal*, 1(4) :531–535, 1955.
- [19] V Georgenthum, N Tregoures, and Y Udagawa. Synthesis and interpretation of fuel cladding temperature evolution under reactivity initiated accident in NSRR reactor. In *WRFP*.
- [20] A. Hasan, R.P. Roy, and S.P. Kalra. Heat transfer measurements in turbulent liquid flow through a vertical annular channel. *Journal of heat transfer*, 112(1) :247–250, 1990.
- [21] R.E. Henry. A correlation for the minimum film boiling temperature. In *AIChE Symp., Ser. 70*, volume 138, pages 81–90, 1974.
- [22] C. Herer and D. Gallori. *Thermohydraulique des réacteurs à eau sous pression*. Ed. Techniques Ingénieur, 2000.
- [23] Hiroshi and Kawamura. Experimental and analytical study of transient heat transfer for turbulent flow in a circular tube. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 20(5) :443–450, 1977.
- [24] A.H. Howard and I. Mudawar. Orientation effects on pool boiling critical heat flux (chf) and modeling of chf for near-vertical surfaces. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 42(9) :1665–1688, 1999.
- [25] Y-Y. Hsu and J.W. Westwater. Film boiling from vertical tubes. *AIChE Journal*, 4(1) :58–62, 1958.
- [26] Y.Y. Hsu. On the size range of active nucleation cavities on a heating surface. *ASME J. of Heat Trans.*, 84 :207–216, 1962.

- [27] F. Incropera and D. DeWitt. *Introduction to heat transfer*. Wiley, 5th edition, 2006.
- [28] H.J. Ivey and D.J. Morris. *On the relevance of the vapour-liquid exchange mechanism for sub-cooled boiling heat transfer at high pressure*. Reactor Development Division, Atomic Energy Establishment, 1962.
- [29] J.D. Jackson, L.H. Zhu, K.P. Derewnicki, and W.B. Hall. Studies of nucleation and heat transfer during fast boiling transients in water with application to molten fuel-coolant interactions. *Nuclear Energy*, 27(1) :21–29, 1988.
- [30] M. Kaneda, B. Yu, H. Ozoe, and S.W. Churchill. The characteristics of turbulent flow and convection in concentric circular annuli. part i : flow. *Int. J. of Heat and Mass Trans.*, 46(26) :5045 – 5057, 2003.
- [31] S. Kang, B. Patil, J.A. Zarate, and R.P. Roy. Isothermal and heated turbulent upflow in a vertical annular channel—part i. experimental measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 44(6) :1171–1184, 2001.
- [32] Y. Katto and H. Ohno. An improved version of the generalized correlation of critical heat flux for the forced convective boiling in uniformly heated vertical tubes. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 27(9) :1641–1648, 1984.
- [33] J.F. Klausner, R. Mei, D.M. Bernhard, and L.Z. Zeng. Vapor bubble departure in forced convection boiling. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(3) :651–662, 1993.
- [34] S.S. Kutateladze. On the transition to film boiling under natural convection. *Kotloturbostroenie*, 3(152-158) :20, 1948.
- [35] S.S. Kutateladze. *Heat transfer in condensation and boiling*. State Scientific and Technical Publishers of Literature on Machinery, 1952.
- [36] D. Legendre and J. Magnaudet. The lift force on a spherical bubble in a viscous linear shear flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 368 :81–126, 1998.
- [37] D. Legendre, J. Magnaudet, and G. Mougin. Hydrodynamic interactions between two spherical bubbles rising side by side in a viscous liquid. *Journal of Fluid Mechanics*, 497 :133–166, 2003.
- [38] Z-Y Li, T-C Hung, and W-Q Tao. Numerical simulation of fully developed turbulent flow and heat transfer in annular-sector ducts. *Heat and mass transfer*, 38(4-5) :369–377, 2002.
- [39] J.H. Lienhard and V.K. Dhir. *Extended hydrodynamic theory of the peak and minimum pool boiling heat fluxes*, volume 2270. National Aeronautics and Space Administration, 1973.

- [40] J.J. Lorentz, B.B. Mikic, and W.M. Rohsenow. Effect of surface conditions on boiling characteristics. In *Heat transfer, 1974. Vol. 4.* 1974.
- [41] S. Maity. Effect of velocity and gravity on bubble dynamics. Master's thesis, UCLA, 2000.
- [42] R. Mei. An approximate expression for the shear lift force on a spherical particle at finite Reynolds number. *International Journal of Multiphase Flow*, 18(1) :145–147, 1992.
- [43] B.B. Mikic, W.M. Rohsenow, and P. Griffith. On bubble growth rates. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 13(4) :657–666, 1970.
- [44] S. Nukiyama. The maximum and minimum values of the heat q transmitted from metal to boiling water under atmospheric pressure. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 9(12) :1419–1433, 1966.
- [45] T. Oulmann. *Rapport d'une réunion IPSN/SETEX du 17 mars 1997 sur l'état d'avancement du programme PATRICIA/RIA. CEA/DRN/DTP/SETEX/LTDF*, 1997.
- [46] M.S. Plesset and S.A. Zwick. The growth of vapor bubbles in superheated liquids. *Journal of Applied Physics*, 25(4) :493–500, 1954.
- [47] Dittus P.W. and Boelter L.M.K. Heat transfer in automobile radiators of the tubular type. *Int. J. of Heat and Mass Trans.*, 12 :3–22, 1985.
- [48] L. Rayleigh. VIII. on the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34(200) :94–98, 1917.
- [49] K Rehme. Turbulent flow in smooth concentric annuli with small radius ratios. *Journal of Fluid Mechanics*, 64(02) :263–288, 1974.
- [50] W.M. Rohsenow. A method of correlating heat transfer data for surface boiling of liquids. Technical report, Cambridge, Mass. : MIT Division of Industrial Cooperation, 1951.
- [51] W.M. Rohsenow. Heat transfer with evaporation. In *Proceedings of Heat Transfer—A Symposium Held at the University of Michigan During the Summer of 1952*, pages 101–150, 1953.
- [52] A. Sakurai. Mechanisms of transitions to film boiling at chfs in subcooled and pressurized liquids due to steady and increasing heat inputs. *Nuclear Engineering and Design*, 197 :301–356, 2000.
- [53] A. Sakurai, M. Shiotsu, and K. Hata. Transient boiling caused by vapor film collapse at minimum heat flux in film boiling. *Nuclear Engineering and Design*, 99 :167–175, 1987.

- [54] A. Sakurai, M. Shiotsu, and K. Hata. Effects of system pressure on minimum film boiling temperature for various liquids. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 3(4) :450–457, 1990.
- [55] A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata, and K. Fukuda. Photographic study on transitions from non-boiling and nucleate boiling regime to film boiling due to increasing heat inputs in liquid nitrogen and water. *Nuclear Engineering and Design*, 200(1) :39–54, 2000.
- [56] V. Scheiff. *Rapport de stage : Évaluation du transfert de chaleur en ébullition transitoire*. Stage Université Paul Sabatier (TOULOUSE), 2015.
- [57] L.E. Scriven. On the dynamics of phase growth. *Chemical Engineering Science*, 10(1) :1–13, 1959.
- [58] R. Semeria. Thermodynamique des fluides diphasiques bouillants. *Revue Générale de Thermique*, 12 :211–218, 1973.
- [59] H.M. Soliman. Laminar heat transfer in annular sector ducts. *Journal of heat transfer*, 109(1) :247–249, 1987.
- [60] E.M. Sparrow, T.S. Chen, and V.K. Jonsson. Laminar flow and pressure drop in internally finned annular ducts. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 7(5) :583–585, 1964.
- [61] P. Spiegler, J. Hopenfeld, M. Silberberg, C.F. Bumpus, and A. Norman. Onset of stable film boiling and the foam limit. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 6(11) :987–989, 1963.
- [62] G. Su, M. Bucci, T.J. McKrell, and Buongiorno J. Experimental study of heat transfer mechanisms under exponential power excursion in plate-type fuel. In *Proceedings of NURETH-16*, 2015.
- [63] F. Tachibana, M. Akiyama, and H. Kawamura. Heat transfer and critical heat flux in transient boiling,(i) an experimental study in saturated pool boiling. *Journal of Nuclear Science and Technology*, 5(3) :117–126, 1968.
- [64] W.Q. Tao, S.S. Lu, H.J. Kang, and M.J. Lin. Experimental study on developing and fully developed fluid flow and heat transfer in annular-sector ducts. *Journal of Enhanced Heat Transfer*, 7(1), 2000.
- [65] C.W.M. Van der Geld. The dynamics of a boiling bubble before and after detachment. *Heat and mass transfer*, 45(7) :831–846, 2009.
- [66] R. Visentini. *Étude expérimentale des transferts thermiques en ébullition transitoire* (<http://ethesis.inp-toulouse.fr/archive/00002037/>). PhD thesis, 2012.

- [67] C.J. Westbye, M. Kawaji, and B.N. Antar. Boiling heat transfer in the quenching of a hot tube under microgravity. *Journal of thermophysics and heat transfer*, 9(2) :302–307, 1995.
- [68] J.J. Xu. Flow boiling heat transfer in the quenching of a hot surface under reduced gravity conditions. 1998.
- [69] N. Zuber. On the stability of boiling heat transfer. *Trans. Am. Soc. Mech. Engrs.*, 80, 1958.
- [70] N. Zuber. The hydrodynamic crisis in pool boiling of saturated and subcooled liquids. *Int. Develop. Heat Transfer.*, 27(1) :220–236, 1963.