

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 :
Roberta VISENTINI

le : vendredi 26 octobre 2012

Titre :

Etude expérimentale des transferts thermiques en ébullition transitoire

Ecole doctorale :
Mécanique, Energétique, Génie civil et Procédés (MEGeP)

Unité de recherche :
Institut de Mécanique des Fluides de Toulouse - IMFT

Directeur(s) de Thèse :
Pr. Catherine COLIN MOLL

Rapporteurs :
Pr. Hervé LEMONNIER
Dr. Michel GRADECK

Membre(s) du jury :
Pr. Cees W.M. VAN DER GELD, président
Pr. Catherine COLIN MOLL, directrice de thèse
Dr. Pierre RUYER, membre
Dr. Julien SEBILLEAU, membre
Pr. Hervé LEMONNIER, rapporteur
Dr. Michel GRADECK, rapporteur

Ai miei genitori

Table des matières

Remerciements	11
Introduction	13
1 Les différents régimes d'ébullition et les transferts thermiques associés	15
1.1 Introduction	15
1.1.1 Régime Permanent	15
1.1.2 Le RIA	19
1.2 Échange de chaleur monophasique	22
1.2.1 Les mécanismes de transfert thermique : échelles de temps caractéristiques	22
1.2.2 Les échanges par conduction	22
1.2.3 Le coefficient d'échange en convection	23
1.2.4 Conclusion	25
1.3 Déclenchement d'ébullition	26
1.3.1 Conditions de métastabilité, limites spinodales et binodales	26
1.3.2 La nucléation homogène et hétérogène	30
1.3.3 La nucléation à partir des sites actifs à la paroi	31
1.3.4 Le flux au déclenchement	35
1.3.5 Le modèle de Hsu	36
1.3.6 Effet de la vitesse de montée en température	37
1.3.7 Conclusions	41
1.4 Ébullition nucléée	42
1.4.1 Conditions stationnaires	42
1.4.2 Conditions transitoires	52
1.4.3 Conclusions	53
1.5 Crise d'ébullition	55
1.5.1 Conditions stationnaires	55
1.5.2 Crise d'ébullition en régime transitoire	59
1.5.3 Conclusion	63
1.6 Ébullition en film	64
1.6.1 L'ébullition en film en régime stationnaire	64
1.6.2 Corrélations pour la température et le flux minimal de l'ébullition en film	67
1.6.3 Transitoires rapides	68

1.6.4	Conclusions	69
1.7	Nombres adimensionnels caractéristiques de l'ébullition	70
1.7.1	Théorème de Vashy-Buckingham	70
1.7.2	Équations fondamentales	71
1.7.3	Les nombres adimensionnels caractéristiques	77
1.8	Conclusion	79
2	Installation expérimentale et techniques de mesure	81
2.1	Introduction	81
2.2	Caractéristiques principales de la section d'essai	82
2.2.1	Le choix de la géométrie	82
2.2.2	Les choix liés à la génération de puissance	93
2.2.3	Le choix du fluide	98
2.2.4	La boucle	102
2.3	Les expériences d'ébullition : techniques de mesure	104
2.3.1	Précautions préliminaires aux essais	105
2.3.2	Évaluation de la puissance électrique	107
2.3.3	Mesures de la température du clinquant par thermographie infrarouge	108
2.3.4	Visualisation par caméra rapide	114
2.4	L'évaluation des flux	116
2.4.1	Le modèle COMSOL Multiphysics : description et validation	116
2.4.2	Simulations	118
2.5	Conclusion	119
3	Résultats expérimentaux : classification, caractéristiques et incertitudes	121
3.1	Introduction	121
3.2	Protocole d'essai	121
3.3	Évaluation de la température de la paroi et généralités sur les courbes de température	122
3.3.1	Extrapolation de la température à partir des images infrarouge	122
3.3.2	Caractéristiques générales des courbes d'évolution temporelle de la température de paroi	123
3.4	Effet de la puissance délivrée sur les courbes de température	125
3.4.1	Caractéristiques de la courbe de puissance	125
3.4.2	Effet du signal électrique imposé sur la température de paroi	128
3.5	Classification des essais	135
3.5.1	Vocabulaire	135
3.6	Répétitivité	137
3.7	Calcul des flux	138
3.8	Analyse des erreurs et des incertitudes	143
3.9	Analyse du profil de vitesse	146
3.9.1	Introduction	146
3.9.2	La technique de mesure « Particle Image Velocimetry »	147
3.9.3	Le profil de vitesse	153
3.9.4	Conclusion	159
3.10	Conclusion	161

4	Analyse des résultats	163
4.1	Introduction	163
4.2	Transfert de chaleur en régime monophasique	164
4.2.1	Conclusion	172
4.3	Le déclenchement de l'ébullition	173
4.3.1	Introduction	173
4.3.2	Le mécanisme de nucléation	173
4.3.3	Les cavités actives	174
4.3.4	Analyse des essais	178
4.3.5	Conclusions	202
4.4	Transferts thermiques en ébullition nucléée	204
4.4.1	Introduction	204
4.4.2	Régime stationnaire	204
4.4.3	Régime transitoire	210
4.4.4	Conclusions	224
4.5	Flux critique et ébullition en film	227
4.5.1	Considérations préliminaires	227
4.5.2	Flux critique et ébullition en film	232
4.5.3	Tests rapides	241
4.5.4	Conclusion	244
4.6	Conclusions	246
5	Conclusions	249
	Liste des symboles	252
	Bibliographie	258

Table des figures

1.1	Courbe d'ébullition de Nukiyama [19].	16
1.2	Régimes d'ébullition.	18
1.3	Régimes d'ébullition convective, influence de la densité de flux [54].	18
1.4	PATRICIA : section d'essai. Les dimensions sont en <i>mm</i>	20
1.5	Comparaison entre transitoire et stationnaire (en pointillé). Courbe NSRR-JAERI [16], conditions RIA par rapport aux stationnaires.	21
1.6	Pression réduite et énergie de Gibbs en fonction du volume réduit.	27
1.7	Diagramme de pression et volume. Conditions de métastabilité et de stabilité.	28
1.8	Isothermes de Van der Waals du HFE7000.	29
1.9	Nucléation hétérogène : schéma.	31
1.10	Rayons caractéristiques de la nucleation à partir d'une cavité.	32
1.11	Nucléation à la paroi : effet de l'angle de contact [19].	32
1.12	Critère de Bankoff.	34
1.13	Schéma du corps semi infini.	36
1.14	Schéma des conditions considérées par Berthoud [9].	38
1.15	Schéma des conditions à la paroi et dans le liquide, pour différents taux de chauffe, d'après les observations de Berthoud [9].	39
1.16	Profils de température réels dans le liquide.	40
1.17	Courbe d'ébullition. La différente pente dans la partie d'ébullition nucléée est mise en évidence.	45
1.18	Comparaison des modèles de l'ébullition nucléée en vase. Les courbes pointillées viennent des corrélations non-validées à haute pression.	49
1.19	Courbes d'ébullition pour le FC-72, données et Auracher et coll. [4].	54
1.20	Mécanismes de <i>DNB</i> d'après Tong et Hewitt [19].	58
1.21	Flux critique : comparaison des corrélations de Zuber, Dhir, Haramura et Katto et Sakurai.	60
1.22	Flux critique en fonction de la vitesse d'échauffement. Données de Auracher et coll. [4].	61
1.23	Flux critique pour les tests de Bessiron, Sugiyama et Fuketa.	62
1.24	Corrélations de Bromley et Berenson en fonction de la surchauffe à la paroi.	66
1.25	Flux évalué avec la corrélation 1.81.	67
1.26	Schéma du volume de contrôle.	71
1.27	Schéma pour l'équation de couplage paroi-fluide.	76
2.1	Représentation du réseau des barreaux de combustible et d'une section hydraulique.	82
2.2	La cellule d'essai : boîte de visualisation et section semi annulaire.	84
2.3	Modèle COMSOL MULTIPHYSICS 1D et courbe de température imposée.	88

2.4	Température au cours du temps lors de la partie d'échange monophasique. Points 1 et 2.	89
2.5	Modèle COMSOL MULTIPHYSICS 1D : zoom sur la partie clinquant et le début de la couche de liquide.	90
2.6	Température au cours du temps, essai rapide.	91
2.7	Simulation d'un essai rapide, 1D.	92
2.8	Schéma des connexions.	95
2.9	Résultats : résistance des brides.	96
2.10	Tests de résistance, installation d'essai.	97
2.11	Nombres de Jakob pour l'eau et pour le HFE7000.	100
2.12	Nombres de Reynolds pour l'eau et pour le HFE7000.	101
2.13	Nombres de Fourier pour l'eau et pour le HFE7000.	101
2.14	La boucle.	102
2.15	Section d'essai complète.	104
2.16	Positionnement des caméras.	105
2.17	Capteur de courant.	107
2.18	Image zoomée de la paroi chauffée, ébullition nucléée.	109
2.19	Deux courbes d'étalonnage.	110
2.20	Protection de la caméra thermique à l'aide d'un hublot de calcium fluoride.	113
2.21	Positionnement de la caméra thermique.	114
2.22	Visualisation avec caméra rapide.	115
2.23	Clinquant et plaque : on considère la moitié du système car il existe un axe de symétrie.	116
2.24	Modèle COMSOL MULTIPHYSICS.	117
2.25	Schéma de l'évolution temporelle de la température de paroi.	118
3.1	Première partie de la montée en température, échange monophasique.	124
3.2	Ébullition nucléée, images des caméras.	124
3.3	Ébullition en film. Caméra IR.	125
3.4	Nomenclature.	126
3.5	Courbe de tension et courbe de courant, exemple.	127
3.6	Les signaux imposés.	127
3.7	Évolution de la température de paroi, cas stationnaire, créneau.	129
3.8	Évolution de la température de paroi, cas transitoire avec ébullition en film, créneau.	130
3.9	Évolution de la température de paroi, cas transitoire, rampe.	131
3.10	Évolution de la température de paroi, cas transitoire avec ébullition en film, rampe.	132
3.11	Bulles qui glissent sur la paroi en la refroidissant.	134
3.12	Essais effectués.	136
3.13	Repetitivité des tests.	137
3.14	Lignes de densité de courant, simulation <i>COMSOL Multiphysics 3D</i>	138
3.15	Schéma de la feuille du clinquant.	139
3.16	Test en vase, à puissance carrée et triangulaire, élevée.	142
3.17	Schéma pour expliquer le calcul d'erreur.	144
3.18	Courbe flux température en ébullition nucléée avec barres d'erreur.	145
3.19	Vitesses moyennes et fluctuantes.	146

3.20	Schéma du positionnement du laser, de la caméra et de la zone analysée.	148
3.21	L'étalonnage.	150
3.22	Champ de vecteurs de vitesse.	152
3.23	Réprésentation des caractéristiques d'un écoulement annulaire. a est le rayon [40]. Les profils radiaux de la vitesse et de la contrainte de cisaillement τ sont tracés dans une conduite annulaire.	154
3.24	Profil de vitesse adimensionalisé.	156
3.25	Profil de vitesse tracé grâce aux mesures PIV.	156
3.26	Vitesses fluctuantes.	157
3.27	u^+ en fonction de x^+	158
3.28	u_1^* sur U_{moy} en fonction du Reynolds : points expérimentaux, formule de Blasius (rouge), profil de l'article de Kaneda (vert)	159
3.29	u_1^* sur U_{max} en fonction du Reynolds : points expérimentaux, formule de Blasius (rouge), profil de l'article de Kaneda (vert)	160
3.30	Vitesse moyenne, frottement turbulent et vitesses turbulentes pour chaque série, adimensionnés par la vitesse de frottement turbulent à la paroi intérieure	160
4.1	Schéma du modèle 1D de la simulation numérique.	164
4.2	Test avec signal carré, puissance moyenne, saturation.	165
4.3	Test avec signal triangulaire, puissance faible, saturation.	166
4.4	Test avec signal carré, puissance moyenne, saturation.	167
4.5	Temps de déclenchement d'ébullition. La température de saturation est $T_{sat} = 34.99^\circ C$	169
4.6	Schéma de la modélisation 1D.	170
4.7	Schéma de la modélisation 1D.	170
4.8	Coefficient d'échange réel et calculé au moyen de la simulation, essai puissance basse, triangulaire, en boucle.	171
4.9	Taille des sites de nucléation, en fonction de la température de paroi.	174
4.10	Couche limite thermique en fonction du coefficient d'échange.	176
4.11	Surchauffe calculée pour deux tailles de rayon des cavités, et expérimentale au déclenchement.	177
4.12	Surchauffe au déclenchement pour les essais en fonction du flux sortant.	178
4.13	Surchauffe au déclenchement en fonction du flux et du coefficient d'échange, tests en vase.	180
4.14	Surchauffe au déclenchement pour les essais en vase, en fonction du temps pour arriver au déclenchement.	181
4.15	Surchauffe au déclenchement en fonction de l'énergie, tests en vase.	182
4.16	Relation entre la puissance électrique et la montée en température.	183
4.17	Surchauffe au déclenchement pour les essais en fonction du taux de montée en température.	184
4.18	Taux de montée en température et surchauffe au déclenchement, $dT/dt < 50K/s$	185
4.19	Flux et température de la paroi jusqu'au déclenchement d'ébullition, pour des tests avec signal de puissance carré et faible.	186
4.20	Taux de montée en température et surchauffe au déclenchement, expériences en boucle.	187
4.21	Surchauffe au déclenchement et temps pour atteindre le déclenchement d'ébullition, expériences en boucle.	188
4.22	Surchauffe au déclenchement et coefficient d'échange, expériences en boucle.	189

4.23	Surchauffe et énergie au déclenchement, calculée à partir du flux sortant vers le liquide.	189
4.24	Tests rapides, différentes durées avec la même puissance délivrée par l'alimentation électrique.	190
4.25	Tests rapides, durées en dessus de 0.1s, images de la caméra rapide.	191
4.26	Temps au déclenchement d'ébullition.	192
4.27	Flux et température de déclenchement.	193
4.28	Énergie passée au fluide, au déclenchement.	194
4.29	Allure des profils de température pour différentes vitesses de chauffe.	195
4.30	Courbes de Van der Waals, $p^+ = 0.04$, $T^+ = 0.849$ en évidence.	196
4.31	Température et flux au cours du temps.	197
4.32	Petite bulle en train de se former.	198
4.33	Séquence d'images de la caméra rapide.	199
4.34	Flux et température, effet de la montée.	201
4.35	Comparaison des résultats en vase, à saturation, avec les corrélations de la littérature.	206
4.36	Résultats en vase, avec sous refroidissement, comparés avec les corrélations de Cooper et Forster et Zuber.	208
4.37	Résultats en boucle, comparaison avec les relations de Rohsenow et Bergles et de Chen.	210
4.38	Comparaison des résultats en boucle avec la corrélation de Chen	211
4.39	Résultats en conditions stationnaires, en vase et en boucle, signaux carrés à basse puissance.	213
4.40	Courbes des créneaux de puissance haute et moyenne, conditions de saturation, en vase.	214
4.41	Courbes d'Auracher [4] comparées aux résultats.	215
4.42	Exemple du calcul des moyennes.	216
4.43	Températures et flux moyens des tests en vase, signal carré.	217
4.44	Résultats expérimentaux pour les tests en boucle, avec signal carré, de puissance variable.	218
4.45	Résultats expérimentaux pour les tests en boucle, effet du taux de montée de la température de paroi, test à 0.1l/s, puissance moyenne.	219
4.46	Résultats expérimentaux pour les tests en boucle, comparaison avec les courbes de Auracher.	220
4.47	Résultats expérimentaux pour les tests en vase, valeurs moyennes.	221
4.48	Résultats expérimentaux pour les tests en vase, saturés et sous refroidis.	222
4.49	Comparaison des résultats expérimentaux pour les tests en vase, signaux triangulaires, avec les courbes de Auracher.	223
4.50	Résultats expérimentaux pour les tests en boucle, valeurs moyennes.	224
4.51	Comparaison des résultats en vase et boucle.	225
4.52	Test à signal triangulaire et haute puissance. Le régime d'ébullition en film est atteint.	227
4.53	Test à signal triangulaire. Le régime d'ébullition en film est atteint.	228
4.54	Test à signal carré. Le régime d'ébullition en film est atteint.	230
4.55	Test à signal carré. Courbes de flux et température.	231
4.56	Flux et température, ébullition nucléée et en film.	232
4.57	Flux transitoire divisé par le flux critique du régime permanent. Comparaison avec Auracher et coll [4].	233
4.58	Flux et température, ébullition nucléée et passage à l'ébullition en film.	234
4.59	Flux et température, ébullition nucléée en film, en boucle.	235
4.60	Flux et température, ébullition en film.	236

4.61	Coefficient d'échange et température, ébullition en film, comparaison avec le calcul analytique de h .	237
4.62	Temps et épaisseur de la couche de vapeur.	238
4.63	Distance au point de formation du film en fonction du temps.	239
4.64	Film de vapeur, images IR.	240
4.65	Epaisseur du film de vapeur.	242
4.66	Valeurs du coefficient d'échange.	243
4.67	Coefficient d'échange.	244

Remerciements

Une thèse peut être comparée à un long chemin. Chaque jour on essaye d'avancer et, parfois, les pas sont très lourds et fatigants. Parfois, on rencontre des obstacles et on voudrait tout laisser tomber. On voudrait chercher une voie plus facile. Mais ce sont les sourires des personnes qui nous entourent qui nous permettent d'arriver au bout, des mains tendues au bon moment pour franchir un obstacle, des paroles de soutien quand la fin semble trop loin.

Je veux donc profiter de la rédaction de ce manuscrit pour remercier toutes les personnes qui m'ont accompagnée tout au long de ce parcours.

Je commence par ma directrice de thèse, Mme Catherine Colin, et M. Pierre Ruyer, du côté de l'IRSN, qui ont parié sur moi en me confiant les rênes de ce projet de recherche. Mme Colin a suivi mes travaux de près jour après jour en me conseillant sans me brider ou contraindre sur les décisions. Elle m'a offert son expérience et sa connaissance pour enrichir mon travail et le guider au mieux. M. Ruyer a su suivre à distance le parcours en amenant ses contributions précieuses et, surtout, sans me mettre la pression lorsque les problèmes techniques semblaient insurmontables. J'ai vraiment apprécié la confiance qu'il m'a accordée.

Je veux remercier aussi mes rapporteurs, M. Lemonnier et M. Gradek, pour avoir accepté de lire et commenter un manuscrit de presque 300 pages. J'ai trouvé leurs remarques intéressantes et j'ai apprécié les discussions que l'on a pu avoir ensemble. Merci aussi à M. Van der Geld, pour avoir présidé le jury. Je tenais à avoir une présence étrangère dans ma commission de thèse et je veux le remercier de l'intérêt qu'il a porté à mes travaux. Merci aussi à M. Julien Sebilleau pour la relecture de ma thèse et sa présence en commission.

Je veux remercier également Mme Véronique Roig et Mme Patricia Ern, pour les conseils pré-soutenance et, surtout, pour le soutien, la positivité et la chaleur humaine qu'elles m'ont communiqués pendant ces trois ans. Ces remerciements s'adressent aussi aux autres membres permanents du groupe " Interface " de l'IMFT, par lesquels j'ai été très chaleureusement accueillie depuis le début, alors même que je ne parlais pas encore français.

Au sein du groupe, en outre, j'ai trouvé vraiment beaucoup de regards amicaux et de marques de sympathie et cela m'a certainement permis de vivre mieux mon quotidien au travail. Je veux remercier tout le monde, mais vraiment du fond du cœur Lucia. Je pense qu'elle est une personne spéciale et qu'elle m'a apporté plus que quelques rayons de lumière au cours de ces trois ans. Benjamin aussi, pour les discussions que l'on a eues, pour le fait de m'accepter avec mes " coutumes italiennes " (et de m'appeler en mettant l'accent au bon endroit) et pour le soutien. Brian, Marco et Max, pour l'ambiance pendant ma première année et pour l'appui. Ayant fini avant moi, ils ont su m'encourager et me montrer qu'on peut arriver au but, malgré les difficultés. Merci à Olivier, pour m'avoir fait découvrir de nouveaux aspects du domaine de l'ébullition, pour l'aide et l'intérêt envers mes travaux. Merci aussi à Emmanuella, mon ex-super collègue de bureau, et à Erik, toujours calme, patient et à l'écoute. Mais merci aussi à mes nouvelles collègues de bureau. Laurence, qui vient juste d'arriver

mais n'a pas manqué de me soutenir dans les derniers jours et Marine. Elle m'a adouci cette dernière année de thèse, avec les chouquettes et les mots toujours gentils. Je me suis sentie très gâtée.

De même merci à Yurii, à Giaco, à Manel, à Agathe, à Cédric, à Vincent, à Damien, à René, à Michael, à Mélanie, à Marie, à Laura, à Thomas, à Aurélie, à Irène, à Nicolas et, hors groupe, à Motta, à Luigi, à Marco de Genova, à Enrico, à Cédric Beaume.

Ensuite, je veux remercier tout particulièrement les personnes qui m'ont aidée techniquement. L'atelier, où j'ai toujours trouvé du soutien et une aide indéfectible. Je me suis toujours sentie très bien accueillie et assistée.

Merci à Laurent aussi pour les discussions et les beaux moments passés ensemble et merci à Jean-Marc.

En outre, je veux remercier Sébastien Cazin, dont le support a été très précieux. Mon expérimentation n'a pas été facile à mettre en place et son aide a été très importante. J'ai trouvé très agréable de travailler ensemble.

Merci aussi à Hervé et Grégory pour l'assistance technique et à tous les autres qui ont contribué à la mise en place de mon dispositif. M. Vrel, à Paris, pour m'avoir permis d'explorer la piste des explosifs pour chauffer ma cellule d'essai. M. Schleger pour les tests avec les dépôts. M. Debenest pour l'assistance sur le logiciel Comsol. M. Blaquière pour les essais électriques à l'Enseeith. M. Polny de Liebherr Aérospatiale, pour le conseil sur la colle.

Je conclus avec les personnes qui m'entourent et qui rendent agréable mon quotidien en dehors du laboratoire. Ceux qui ont su me donner la motivation pour aller jusqu'au bout du chemin. Mes parents, qui m'ont laissée venir en France et sur lesquels je peux toujours compter. Mes grands-mères pour le gros soutien. Mon copain Thierry, avec qui j'ai partagé les moments durs et les joies de la fin. Et qui m'a aussi offert une précieuse assistance technique. Merci à Muriel et Marjorie, sans lesquelles je ne sais pas si j'aurais eu la force d'affronter ce dernier été de travail. Et merci à toutes les personnes des écuries ainsi que ceux qui partageaient mon trajet en train. Tous m'ont permis de ne pas me sentir seule en France et leurs sourires m'ont adouci même les jours les plus gris.

Introduction

Le phénomène d'ébullition est présent aussi bien dans la vie domestique que dans de nombreux procédés industriels : cycle à vapeur des centrales thermiques, boucles diphasiques pour le refroidissement de satellites, . . . Parfois, l'ébullition est souhaitée, comme dans les évaporateurs, parfois il faut l'éviter, comme dans le circuit hydraulique des panneaux solaires.

Le nombre d'études réalisées est en croissance constante depuis les cinquante dernières années. Néanmoins, la connaissance des transferts thermiques en ébullition reste un problème ouvert : les mécanismes de base des échanges thermiques sont encore l'objet de discussions et les corrélations qui sont utilisées pour prédire les flux de chaleur sont basées sur des expériences très spécifiques, et sont difficilement extrapolables à d'autres conditions expérimentales (fluide, pression, géométrie, . . .).

Les études sur l'ébullition en régime transitoire sont moins nombreuses. Elles ont principalement été conduites dans le cas de trempe de surfaces très chaudes sans contrôle de la température de paroi. Les expériences avec flux ou température de paroi transitoires et contrôlés sont conduites le plus souvent en chauffant des fils par effet Joule (par exemple les expériences de Sakurai et coll. [56]) et permettent d'atteindre des vitesses de montée en température jusqu'à $dT/dt = 10^7 K/s$ (Glod et coll. [33]). Les résultats obtenus sur des fils ne sont pas extrapolables à des géométries dont la taille caractéristique est supérieure à la longueur capillaire. Certaines expériences ont cependant été effectuées sur des plaques centimétriques (par exemple, Auracher et coll. [4]) mais sont limitées à des faibles valeurs de dT/dt , inférieures à 50K/s. Parmi les projets de recherche dans le domaine de l'ébullition transitoire, certains ont été réalisés dans le cadre de la prévention des accidents nucléaires. C'est dans ce contexte, et plus particulièrement pour améliorer la connaissance des transferts thermiques en ébullition transitoire rapide lors d'un « Accident d'Insertion de Réactivité », que l' *Institut de Radioprotection et de Sécurité Nucléaire* a financé les travaux de cette thèse.

Le RIA est un accident qui peut résulter d'une défaillance du mécanisme de la grappe contrôlant la réaction et, à cause de la différence de pression qui existe entre le circuit primaire (à 155 bars) et l'enceinte de confinement (à la pression atmosphérique), la grappe est éjectée. Cette éjection violente entraîne un emballement local de la réaction nucléaire pendant quelques dizaines de millisecondes (pulse de puissance) provoquant une augmentation rapide de la température du crayon de combustible et donc l'évaporation du liquide qui l'entoure. Des tests ont été faits par le passé soit sur des crayons de combustibles, soit sur des tubes chauffés ayant les mêmes dimensions qu'un crayon, afin d'améliorer la connaissance de ce phénomène. Des vitesses de montée en température de la paroi jusqu'à 10000 – 12000K/s ont été obtenues. Par contre, les mesures étaient entachées d'incertitudes importantes, dues à des techniques de mesure non appropriées à des phénomènes si rapides. Elles n'ont pas permis de quantifier les transferts de chaleur dans les différents régimes d'ébullition de façon précise et donc de développer des modélisations fiables. Notamment l'influence de divers paramètres n'a pu être mise en évidence : la vitesse de montée en température de la paroi, la vitesse de l'écoulement, la

pression, la température du fluide, . . .

L'objectif principal des travaux de cette thèse était de caractériser les différents régimes d'ébullition observés en condition transitoire et de mesurer précisément les transferts thermiques associés.

Dans cette optique une expérience a été conçue. Elle devait être capable de reproduire les conditions de l'accident nucléaire RIA en travaillant en similitude avec un réfrigérant et également de balayer une très large gamme de vitesses de montée en température de la paroi de quelques K/s à quelques milliers de K/s. En outre, elle devait permettre d'effectuer des mesures précises, même pour des tests d'une centaine de millisecondes et de visualiser les phénomènes au moyen d'une caméra rapide. Ensuite, il fallait avoir la possibilité de faire varier certains paramètres, en particulier la vitesse de l'écoulement et la température du liquide à l'entrée de la section d'essai.

Les connaissances de base sur les transferts de chaleur en ébullition sont présentées dans le chapitre 1. Les principaux modèles développés pour les différents régimes de la courbe d'ébullition sont rappelés dans le but de les confronter à nos résultats expérimentaux. Les expériences dédiées à l'étude de l'ébullition transitoire et du RIA sont également présentées. Ce chapitre se termine par une mise en évidence des nombres adimensionnels caractéristiques dans l'étude de l'ébullition et sur lesquels seront basés l'analyse de similitude permettant le dimensionnement du dispositif expérimental.

Les étapes qui ont conduit à la conception et à la mise en place de l'installation expérimentale sont décrites dans le chapitre 2. Les techniques de mesure sont ensuite présentées. Les choix sont justifiés en soulignant les avantages qu'ils offrent par rapport aux autres expériences précédemment effectuées, et les contraintes techniques qu'il fallait respecter.

Le chapitre 3 est centré sur le descriptif des expériences conduites. Les campagnes de mesure effectuées et les caractéristiques de l'évolution temporelle de la température de paroi sont introduites. Le post-traitement des données brutes pour tracer des courbes d'ébullition est détaillé, en quantifiant les incertitudes commises.

Les résultats expérimentaux sont analysés dans le chapitre 4. Dans un premier temps les transferts thermiques en régime stationnaire sont comparés aux modèles classiques de la littérature. L'effet de la montée en température de la paroi est ensuite mis en évidence et son impact sur la modification des transferts thermiques est quantifié.

Ce document se termine par une conclusion et quelques perspectives de ce travail, notamment en vue de continuer à exploiter le potentiel de l'installation conçue et qualifiée par le présent travail.

Chapitre 1

Les différents régimes d'ébullition et les transferts thermiques associés

1.1 Introduction

Bien qu'on s'intéresse à l'ébullition en régime transitoire, il faut rappeler quelques résultats établis en régime permanent permettant de décrire la courbe d'ébullition. Cette courbe lie le flux passé de la source de chaleur à la température de paroi de cette courbe. Parmi les objectifs de ces travaux, on veut tracer des courbes d'ébullition dans les différents cas transitoires, pour pouvoir en définir les caractéristiques spécifiques. En régime permanent, la nature et la qualité de l'échange sont relativement bien identifiées. Dans la deuxième section de ce chapitre, les caractéristiques de la courbe d'ébullition lors d'un RIA seront aussi examinées. Les paragraphes suivants détaillent chaque partie de la courbe d'ébullition.

1.1.1 Régime Permanent

En régime permanent, les phénomènes d'ébullition en vase, c'est-à-dire l'évolution du transfert de chaleur entre une surface chauffante et le liquide dans lequel elle est immergée, ont été beaucoup étudiés. Une des premières études a été celle de Nukiyama [19], qui a analysé l'échange entre un fil métallique chauffé électriquement par effet Joule et placé horizontalement dans un bain idéalement infini (grand bain) d'eau à saturation. La courbe de Nukiyama (fig. 1.1), ou « courbe d'ébullition », permet de représenter les caractéristiques de l'échange dans un diagramme du flux de chaleur en fonction de la différence de température entre la paroi et la valeur de saturation. Cette courbe commence avec une partie où la chaleur est évacuée par conduction et convection naturelle, partie jusqu'au point A de la figure 1.1, suivie par la zone d'ébullition nucléée. Le point A, où l'ébullition nucléée commence, correspond à l'apparition de petites bulles de vapeur sur des sites de nucléation ; la première phase de l'ébullition est donc caractérisée par des bulles isolées qui montent sous forme de chapelets. Le détachement des premières bulles de vapeur garantit un très bon transfert thermique, donc une très forte augmentation du flux de chaleur, pendant que la température de la paroi reste la même (AB fig. 1.1), et proche de la température de saturation. Une fois que l'ébullition est déclenchée, la quantité de vapeur croît et les bulles coalescent en formant poches et colonnes (à partir de C sur la figure 1.1). Le transfert thermique est toujours efficace. On parle de conditions de flux critique (CHF) quand la production de vapeur est telle

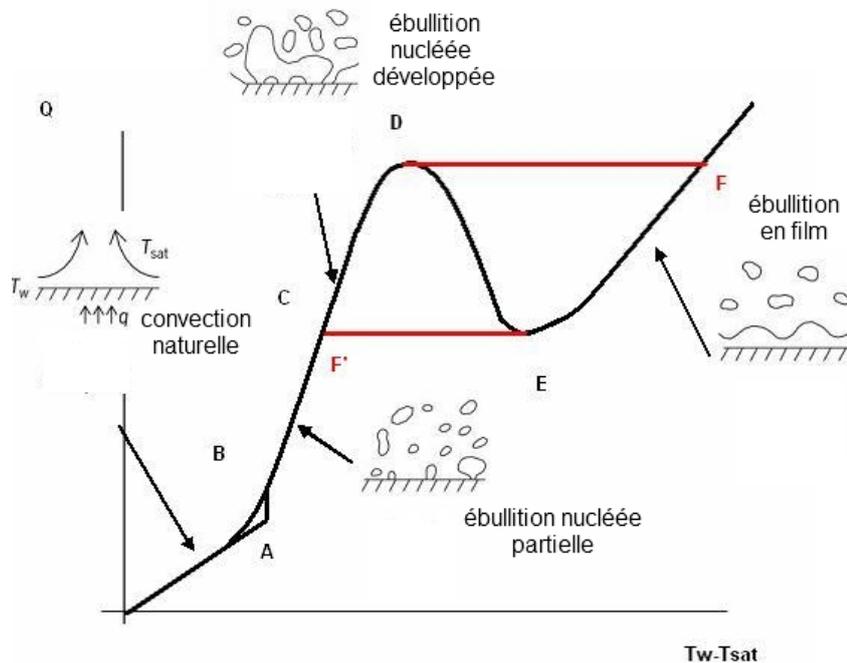
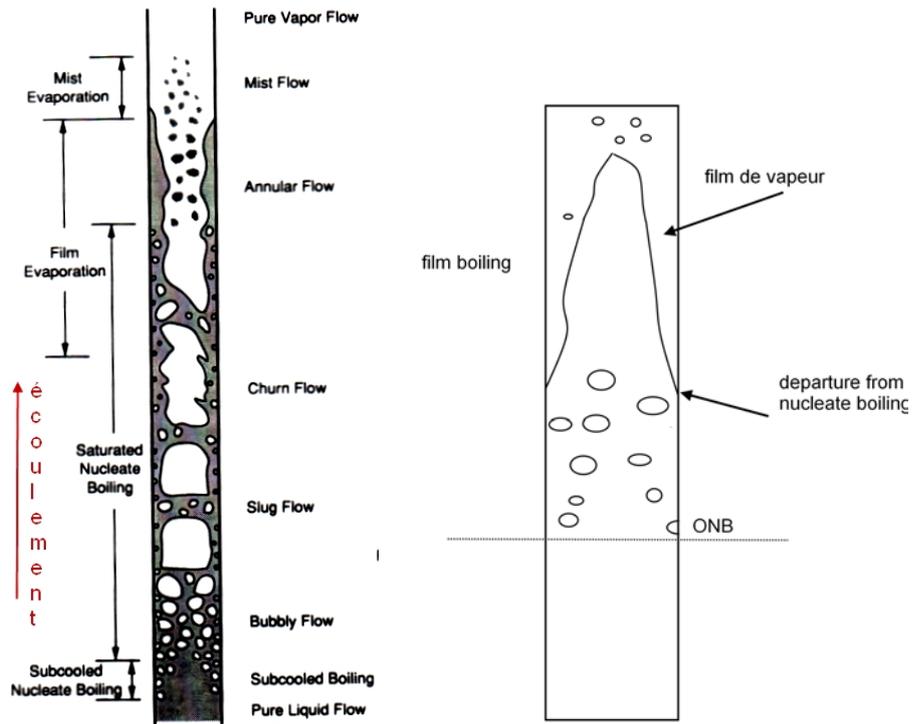


FIGURE 1.1 – Courbe d'ébullition de Nukiyama [19].

qu'elle empêche le remouillage de la paroi (point D sur la figure 1.1) ; au-delà de ce point, le comportement du système diffère selon que le chauffage est contrôlé par la température ou par le flux. En cas de contrôle par la température (courbe noire), on suit un régime d'ébullition de transition : la coalescence des bulles, de plus en plus nombreuses, peut conduire à la formation d'un film de vapeur isolant périodiquement une partie de la surface chaude. L'accroissement de la surchauffe n'est plus accompagnée d'un accroissement du flux transmis et, au-delà du point appelé point de MFB - 'Minimum Film Boiling' - ou encore, parfois, point de Leidenfrost (point E), le fil chauffant est entouré d'un film de vapeur stable d'où s'échappent régulièrement des bulles. Si, au contraire, la courbe est à flux imposé, l'échange thermique est fortement dégradé donc la température de paroi monte très rapidement et il y a un passage direct en ébullition en film (DF, en figure 1.1). Le problème de la fusion éventuelle de l'élément chauffant se pose alors : on parle de 'Burn-Out'. Il faut noter que le flux critique, donc maximum du régime d'ébullition nucléée, est de l'ordre de $1\text{MW}/\text{m}^2$ pour l'eau. Lorsque la courbe est parcourue en sens inverse, il y a un phénomène d'hystérésis : si le flux est réduit à partir du régime en film, une fois atteint le flux minimum, il y a un passage direct à l'ébullition nucléée (fig. 1.1, EF') [19]. Cependant, il faut noter que des études plus récentes que celle de Nukiyama ont montré que cette hystérésis n'existe pas toujours. Par exemple, Auracher et coll. [4] trouvent que, dans le cas de l'ébullition de fluides très mouillants et lorsque la surface chauffante est bien propre, la courbe d'ébullition reste exactement la même indépendamment du sens de chauffage croissant ou décroissant.

En présence d'écoulement en tube, les régimes d'ébullitions sont différents. Considérons un liquide sous refroidi en entrée d'un tube chauffé, vertical (fig. 1.2(a)). Lorsque l'ébullition démarre, les bulles de vapeur qui se détachent de la paroi, se condensent au milieu du tube, où le liquide est à une température inférieure à la saturation (ébullition nucléée sous refroidie) ou à saturation (ébullition nucléée saturée). Il s'agit d'un régime d'écoulement à bulles (« bubbly flow »). Quand la quantité de vapeur augmente, les bulles coalescent. Il y a donc des poches de vapeurs séparées par des bouchons de liquide qui peuvent, eux mêmes, transporter des petites bulles. C'est le régime appelé « Slug flow », ou écoulement intermittent. La coalescence des poches de vapeur peut conduire à la formation d'un écoulement destructuré de type « churn flow » ou directement à la formation d'un écoulement annulaire (« annular flow »). Celui-ci est constitué d'un film de liquide à la paroi et d'un cœur de vapeur. Le film de liquide s'amincit de plus en plus, des vagues apparaissent à l'interface liquide vapeur et des gouttelettes de liquide sont arrachées et entraînées au cœur de l'écoulement. Enfin, il peut y avoir de la vapeur partout dans le tube et des gouttelettes de liquide (« mist flow »). On parle d'assèchement de la paroi, « dryout », quand la couche de liquide existante dans l'écoulement annulaire disparaît à cause de l'arrachement et de l'évaporation du film de liquide. Lorsque la densité du flux de chaleur augmente, le titre de vapeur croît aussi, et les différentes régimes se déplacent vers l'entrée du tube (fig. 1.3). Dans ce cas, on peut atteindre un niveau de flux qui fait qu'on atteint l'ébullition nucléée à la paroi et de suite après un régime d'ébullition en film, où une couche de vapeur s'étale sur la surface chaude (fig. 1.2(b)). Les échanges thermiques, améliorés par la formation des bulles de vapeur par rapport au transfert dans le liquide, deviennent ensuite dégradés lorsque le film de vapeur separe la paroi du liquide.



(a) Régimes d'ébullition convective [19].

(b) Régimes d'ébullition à fort flux.

FIGURE 1.2 – Régimes d'ébullition.

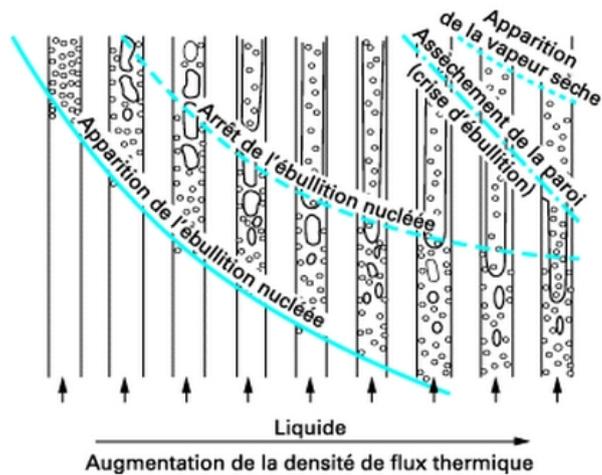


FIGURE 1.3 – Régimes d'ébullition convective, influence de la densité de flux [54].

1.1.2 Le RIA

Dans le cœur d'un réacteur nucléaire, c'est dans les barres de combustibles que la puissance est générée. Si on considère les réacteurs à eau, comme les 58 réacteurs français des centrales nucléaires, autour du combustible, l'eau du circuit primaire sert, à la fois, à le refroidir et transmettre donc la chaleur au circuit secondaire où la génération d'électricité s'effectue, et à régler les réactions. L'eau est en fait modératrice, c'est-à-dire, elle est l'élément qui ralentit la vitesse des neutrons, permettant ainsi une réaction nucléaire en chaîne efficace. Parmi les réacteurs à eau, on peut distinguer ceux à eau pressurisée, à 155bar, 296 – 327°C et 60000m³/h de débit, et ceux à eau bouillante, qui, aujourd'hui, ne sont plus utilisés en France.

Un accident de type d'insertion de réactivité, « RIA » (« Reactivity-Initiated Accident ») peut se produire suite à un dysfonctionnement du mécanisme de tenue des barres de contrôle servant à réguler la réaction nucléaire. Un tel accident est considéré dans les études de sûreté du réacteur. Suite à l'insertion de réactivité, un fort pic de puissance est généré au sein du crayon de combustible et se transfère vers le fluide. Celui-ci peut se vaporiser instantanément le long de la paroi. La forte puissance produite conduit à une augmentation soudaine de la température de la gaine qui entoure le combustible et éventuellement à sa rupture.

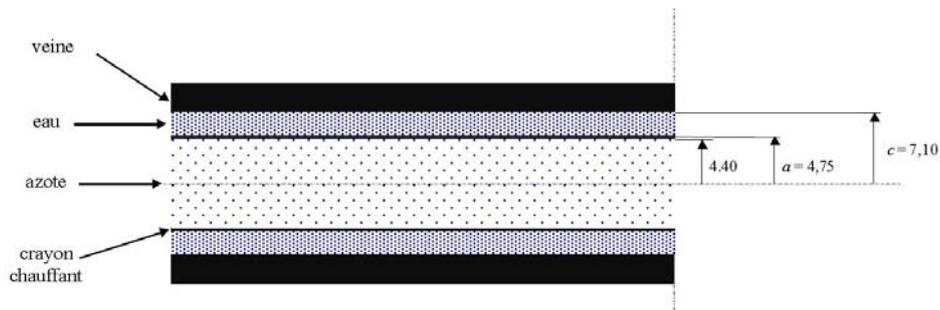
Les conditions de cet accident sont très différentes de celles de l'ébullition stationnaire. Des études ont été effectuées par le passé pour caractériser la courbe d'ébullition et les transferts de chaleur dans ce contexte. Même si d'un point de vue qualitatif, il a été établi que les flux en jeu sont bien plus importants que des flux d'ébullition stationnaire, les expériences n'ont pas donné des résultats précis, les valeurs de flux et de température ayant des incertitudes de 50% (voir plus) [11], et la physique du phénomène reste inconnue.

Les premières études sur l'accident RIA ont été faites aux États-Unis, sur les réacteurs BORAX et SPERT-1 (Special Power Excursion Reactor Test). SPERT-1 était un réacteur de type piscine, non pressurisé, réfrigéré et modéré à l'eau légère avec des éléments combustibles U-Al (uranium enrichi à 93%) sous forme de fines plaques gainées (l'épaisseur du combustible était d'environ 0.5mm et la longueur de 60cm ; les éléments étaient regroupés par 12 à 24 dans des assemblages parallélépipédiques rectangulaires). BORAX 1 était un réacteur expérimental, prévu pour fonctionner dans des conditions d'ébullition, sans pressurisation. Ces expériences, destinées à étudier les contre-réactions limitant les excursions de puissance, ont donné les premières informations sur l'importance des temps caractéristiques de l'ébullition transitoire considérée (de l'ordre de 30/50ms).

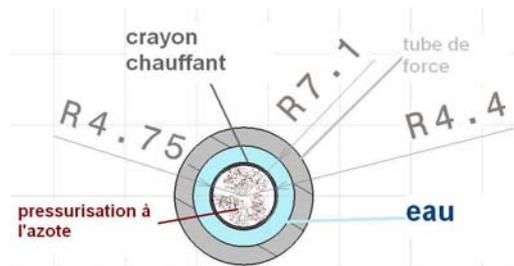
Les principaux programmes de recherche sur le RIA ont débuté dans les années '90. En particulier, les expériences japonaises JAERI NSRR (Nuclear safety research reactor), depuis 1975, et le projet PATRICIA du CEA Grenoble sont de grand intérêt pour les transferts thermiques entre la gaine des crayons et l'eau. Si on examine par contre les caractéristiques des essais expérimentaux, on peut distinguer deux types de conditions simulées qui ne sont pas exactement les mêmes que dans les réacteurs réels. On parle des conditions NSRR, en faisant référence à l'expérience japonaise JAERI NSRR (« Nuclear Safety Research Reactor »), pour se référer à de l'eau stagnante, sous pression atmosphérique et température ambiante de 20°C et des conditions REP (réacteur à eau pressurisée) pour indiquer une pression entre 14.5 et 15.6MPa, une température initiale du fluide 280 – 325°C et une vitesse d'écoulement de 4m/s.

On va maintenant focaliser l'attention sur l'expérience PATRICIA, qui a permis de tracer les premières courbes d'ébullition en situation d'un RIA et de renseigner les codes de calcul dédiés à l'étude de l'accident [16], [12]. La boucle d'étude PATRICIA (décrite par Bessiron et coll. [12]) est conçue pour travailler dans des domaines de pression et de température allant des conditions dites normales (1atm et 20°C), c'est-à-dire les conditions NSRR, à des valeurs dépassant les conditions REP, rencontrées lors du régime de fonctionnement nominal des réacteurs à eau pressurisée. Les conditions géométriques et thermiques d'une telle installation peuvent être

considérées comme représentatives du problème réel, malgré le passage à un seul crayon. Les phénomènes d'ébullition transitoire engendrés par l'insertion de réactivités sont très rapides et l'influence d'un crayon sur l'autre peut être négligée dans un temps très réduit. La section de passage (de 86mm^2) du fluide est conservée ainsi que le diamètre chauffé équivalent. En fait, l'élément chauffant de l'essai PATRICIA est un cylindre creux réalisé en Inconel 600 et de rayon externe identique à celui d'un crayon du réacteur à eau pressurisée REP (fig. 1.4). Le chauffage se fait par effet Joule (jusqu'à 500kW et 800°C de température de paroi) et les mesures



(a) Vue latérale.



(b) Vue en coupe de la section d'essai.

FIGURE 1.4 – PATRICIA : section d'essai. Les dimensions sont en mm .

de température de paroi sont effectuées par des thermocouples de 0.25mm de diamètre en Chromel-Alumel, collés à l'intérieur, où il n'y a pas de liquide. La température de la face mouillée est déterminée par méthode inverse corrigée pour tenir compte du temps de réponse des thermocouples.

Pour les tests en vase, en conditions NSRR (20°C , 1atm), les principaux résultats du programme expérimental PATRICIA et l'étude des essais NSRR ont permis de dégager les principales tendances pour des cinétiques d'échauffement de la gaine de l'ordre de 10000K/s avant la crise d'ébullition. Celle-ci semble survenir alors que la nucléation de bulles n'a pas eu le temps de se développer de façon significative (la durée de la montée en température depuis la saturation (T_{sat}) jusqu'à la crise d'ébullition ($T(\phi_{CHF})$) est de 50ms environ. Ce temps correspond à un faible nombre de cycles de nucléation/détachement des bulles, dont le temps caractéristique est de $5\text{ms} - 20\text{ms}$ en conditions NSRR). Les échanges lors de la phase d'échange monophasique initiale en outre semblent être par la conduction instationnaire, le temps étant trop court pour avoir de la convection. Le flux critique est très élevé (de l'ordre de 10MW/m^2 à 20MW/m^2 au lieu de 1MW/m^2 en régime permanent) et dépend donc fortement de la vitesse d'échauffement de la gaine. La température de paroi à l'instant où le flux est le flux critique, est très élevée : $T_{sat} + 240^\circ\text{C}$ au lieu de $T_{sat} + 25^\circ\text{C}$ en conditions d'ébullition stationnaire.

Le flux de chaleur en régime d'ébullition en film est aussi très supérieur à celui obtenu en régime permanent ($4MW/m^2$ au lieu de $0.2MW/m^2$ à $1000^\circ C$). Enfin, le remouillage intervient vers $200^\circ C$, valeur proche de celles observées en régime permanent (fig. 1.5).

Pour les conditions REP, les principales tendances, issues de l'analyse des essais PATRICIA-REP avec des taux de montée en température de $3000K/s$ avant la crise d'ébullition, sont les mêmes. Comme pour le cas non pressurisé, il semble que l'ébullition nucléée ne puisse pas se développer. Le temps entre la température de saturation T_{sat} et la température associée au flux critique est de $20ms$, à comparer avec le temps caractéristique du cycle de nucléation/détachement des bulles de $4ms$. Le flux critique est de $5 - 6MW/m^2$ au lieu de $3MW/m^2$. La différence est moindre que dans le cas NSRR. La température $T(\phi_{CHF})$ est nettement supérieure à celle obtenue en régime permanent ($400^\circ C$ au lieu de $360^\circ C$). Après quelques millisecondes de transition, un régime d'ébullition en film s'établit avec des flux de l'ordre de $1 - 2MW/m^2$, légèrement inférieurs à ceux obtenus en régime permanent ($2MW/m^2$). Le remouillage intervient aux alentours de la température minimale de film stable du régime permanent.

La figure 1.5 montre une courbe d'ébullition pour des conditions NSRR ($1atm$, $20^\circ C$, sans écoulement).

Ces études ont permis de mettre en évidence des différences significatives au niveau du transfert de chaleur en ébullition transitoire par rapport à l'ébullition stationnaire.

Dans la suite de ce chapitre, les principaux régimes d'ébullition et les transferts associés seront décrits pour l'ébullition stationnaire et également pour l'ébullition transitoire.

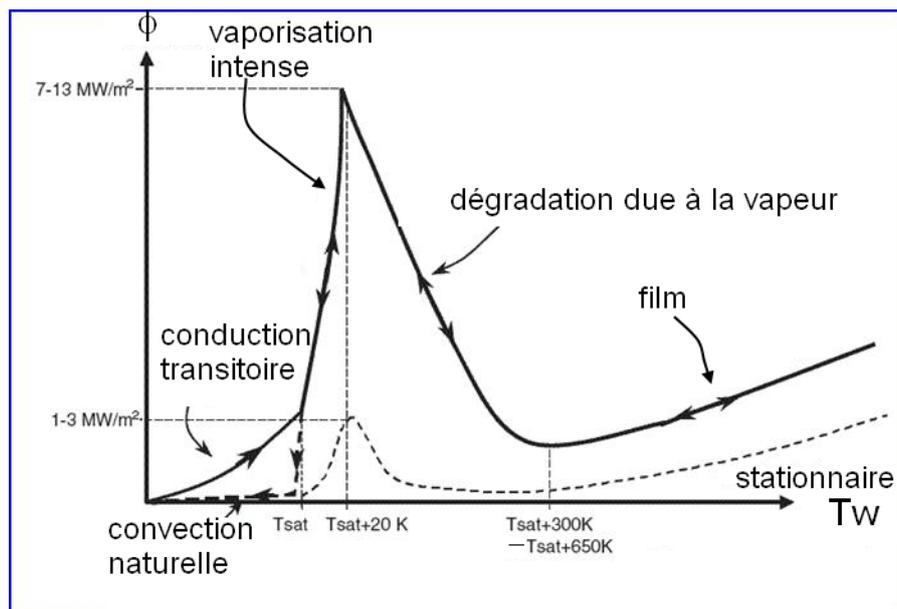


FIGURE 1.5 – Comparaison entre transitoire et stationnaire (en pointillé). Courbe NSRR-JAERI [16], conditions RIA par rapport aux stationnaires.

1.2 Échange de chaleur monophasique

1.2.1 Les mécanismes de transfert thermique : échelles de temps caractéristiques

Le déclenchement de l'ébullition est précédé par une phase où le fluide reste liquide (fig. 1.1, jusqu'au point A) et la chaleur est évacuée par conduction et convection.

Si on considère par exemple un corps qui est en équilibre avec la température environnante à l'instant initial et qui est soumis à une augmentation instantanée de sa température à T_W , on peut clairement distinguer une phase initiale de conduction jusqu'à un temps t_{dep} et une phase où la convection est bien établie précédée par une phase de transition. Siegel [1] [54] évalue ce temps t_{dep} pour le cas d'une paroi verticale semi-infinie chauffée avec un signal carré :

$$t_{dep} = 1.8 \cdot (1.5 + Pr)^{1/2} \cdot \left[\frac{z}{g \cdot \beta \cdot (T_W - T_L)} \right]^{1/2} \quad (1.1)$$

tandis que le temps pour atteindre un régime stationnaire s'évalue par :

$$t_{\infty} = 5.24 \cdot (0.952 + Pr)^{1/2} \cdot \left[\frac{z}{g \cdot \beta \cdot (T_W - T_L)} \right]^{1/2} \quad (1.2)$$

z est la distance mesurée depuis le bord inférieur de la plaque, Pr est le nombre de Prandtl, c'est-à-dire le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique du fluide, β le coefficient de dilatation, g l'accélération de gravité et $T_W - T_L$ la différence de température entre la paroi et le fluide.

L'évaluation de ces temps caractéristiques par rapport à la durée de cette phase dans les expériences, permettra de déterminer au moyen de quel mécanisme de transfert thermique la chaleur générée dans la paroi est évacuée.

1.2.2 Les échanges par conduction

On ne considère que le mécanisme d'échange par conduction, dans un première temps. L'équation de la conduction de la chaleur dans un milieu isotrope et où il n'y a pas de variation des propriétés physiques, en absence de génération interne de chaleur, est :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \alpha \nabla^2 T$$

où $\alpha = \lambda / (\rho c_p)$ est la diffusivité thermique. La diffusivité thermique est le rapport de la conductivité thermique (λ) et de la capacité thermique volumique, qui est le produit de la densité ρ et de la chaleur spécifique c_p .

La condition à la frontière est $\phi = -\lambda \frac{\partial T}{\partial n}$. \vec{n} est le vecteur sortant du corps considéré et ϕ le flux de chaleur.

On peut assimiler le fluide à un corps semi infini lorsque son épaisseur est plus grande que la profondeur à laquelle la température devient égale à celle du fluide à l'infini. Le problème devient unidimensionnel, en fonction de la distance x à la surface chauffée. Dans ce cas, la solution peut être calculée quand on impose un flux ϕ constant à la frontière, une température égale à la température du fluide à l'infini, $x \rightarrow \infty$ et température initiale homogène T_0 :

$$T(x, t) - T_0 = \frac{\phi}{\lambda} \left[\sqrt{\frac{4\alpha t}{\pi}} \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha t}\right) - x \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2\sqrt{\alpha t}}\right) \right] \quad (1.3)$$

Le profil de température est donc connu au cours du temps, si on connaît le flux sortant de la paroi chauffée. L'évolution temporelle de la température de paroi expérimentale peut être confrontée avec ce profil. S'il y a un bon accord, on peut imaginer que la conduction instationnaire est le mécanisme d'échange thermique.

1.2.3 Le coefficient d'échange en convection

Convection naturelle, régime établi

Pour ce qui concerne la convection, des corrélations peuvent être utilisées pour évaluer les coefficients d'échange. Selon Gorenflo et Kenning [2], pendant cette phase préalable au déclenchement d'ébullition, les échanges convectifs peuvent être évalués grâce aux corrélations classiques, en tenant compte d'un coefficient d'échange moyen sur la surface et des propriétés du fluide à saturation. Les corrélations pour évaluer le nombre de Nusselt, Nu , qu'ils proposent, dépendent du nombre de Rayleigh, $Ra = Gr \cdot Pr$, produit des nombres de Grashof et de Prandtl. Le nombre de Grashof, Gr , est le rapport entre les forces visqueuses et de flottabilité :

$$Gr = \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \rho^2 \cdot Z^3 \cdot (T_W - T_L)}{\mu_L^2} \right)$$

Z est la longueur caractéristique, c'est-à-dire la hauteur de l'élément chauffé et μ_L est la viscosité dynamique du fluide. Pr est le nombre de Prandtl, le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité thermique : $Pr = \frac{\nu}{\alpha}$. Un nombre de Rayleigh élevé est dû à des effets de la flottabilité importants.

Tubes verticaux Les relations pour des conditions laminaires ou turbulentes, pour des tubes verticaux, sont :

$$Nu = 0.6 \cdot Ra^{1/4} \quad (1.4)$$

pour le cas laminaire. Pour le cas turbulent :

$$Nu = 0.15 \cdot Ra^{1/3} \quad (1.5)$$

Dans notre cas, Z est la hauteur de l'élément, à considérer pour le calcul du nombre de Rayleigh [53]. Les propriétés sont à la température du liquide.

Géométrie annulaire Il est intéressant de présenter aussi des corrélations pour la géométrie annulaire, qu'on va utiliser dans notre étude :

$$Nu = 0.57 \cdot Ra^{0.25} \quad (1.6)$$

valable si $Ra \cdot 2 \cdot r_{int}/Z > 10^4$, où r_{int} est le rayon interne et Z est la hauteur du cylindre, selon Nagendra et coll. [51], ou :

$$Nu = \frac{0.93 \cdot Ra \cdot (Z/z)^2}{1646 \cdot (Z/r_{ext})^4 \cdot (r_{int}/Z) + [Ra \cdot (Z/z)^3]^{0.84} \cdot (r_{int}/Z)^{0.36}} \quad (1.7)$$

r_{ext} est le rayon externe. Cette expression est valable si

$$0.2 < \left\{ [Ra \cdot (Z/z)^3]^{0.25} \cdot (Z/r_{int}) \right\} < 1.48$$

selon Thess [2]. Z est la hauteur de la géométrie annulaire et z l'altitude où l'on calcule le coefficient.

Convection naturelle, régime transitoire

Pour les conditions transitoires, les corrélations sont plus spécifiquement liées aux conditions de chauffage et de montée de température. Le cas d'une plaque très fine chauffée avec une source électrique volumique homogène, cas qui est similaire à celui qu'on va considérer, a été étudié par Gebhart et coll. [32], Goldstein et Eckert [34] et Siegel [60]. Leurs résultats sont présentés par Marinet et Tardu [49], et Ahmadi et coll. [1]. Il apparaît qu'il y a une première phase d'échange où le coefficient ne dépend que du fluide ; la chaleur passe seulement par diffusion :

$$h = 0.886 \cdot \left(\frac{\lambda}{(\alpha \cdot t)^{1/2}} \right) \quad (1.8)$$

Le Nusselt, qui est fonction de la hauteur z , s'écrit alors :

$$Nu = 0.886 \cdot \left(\frac{z}{(\alpha \cdot t)^{1/2}} \right) \quad (1.9)$$

Cette expression peut être calculée sur la longueur totale Z :

$$\bar{Nu}_Z = 0.443 \cdot \left(\frac{Z}{(\alpha \cdot t)^{1/2}} \right)$$

La phase suivante, quand on a des conditions stationnaires, peut être décrite par une expression qui dépend du flux de chaleur ϕ . Le nombre de Rayleigh en fonction de la coordonnée axiale est :

$$Ra_z = \frac{g \cdot \beta \cdot \phi \cdot z^4}{\nu \cdot \alpha \cdot \lambda}$$

Le nombre de Nusselt en fonction de z s'écrit :

$$Nu = \frac{2}{360^{1/5}} \cdot \left[\frac{Pr}{4/5 + Pr} \right]^{1/5} \cdot Ra_z^{1/5} \quad (1.10)$$

Si on évalue le nombre de Nusselt sur la hauteur complète Z , l'expression devient :

$$\bar{Nu}_Z = \frac{5 \cdot 2}{9 \cdot 360^{1/5}} \cdot \left[\frac{Pr}{4/5 + Pr} \right]^{1/5} \cdot \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \phi}{\nu \cdot \alpha \cdot \lambda} \right)^{1/5} \cdot Z^{4/5} \quad (1.11)$$

Convection forcée, régime établi

Tubes verticaux Quand on a un écoulement, la convection est forcée. Pour un écoulement turbulent complètement développé dans un tube [2] de diamètre D , le nombre de Nusselt est égal à :

$$Nu = \frac{\xi/8 \cdot Re \cdot Pr}{1 + 12.7 \cdot (\xi/8)^{1/2} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \cdot (1 + (D/Z)^{2/3}) \quad (1.12)$$

où

$$\xi = (1.8 \cdot \log_{10} Re - 1.5)^{-2}$$

Géométrie annulaire Pour un écoulement annulaire, il faut considérer un diamètre équivalent $D_{eq} = D_{ext} - D_{int}$, D_{ext} et D_{int} étant les diamètres externe et interne de la géométrie annulaire. Le nombre de Nusselt peut être calculé à partir de la relation suivante [2] :

$$Nu = \frac{\xi_{An}/8 \cdot Re \cdot Pr}{k + 12.7 \cdot (\xi_{An}/8)^{1/2} \cdot (Pr^{2/3} - 1)} \cdot (1 + (D_{eq}/Z)^{2/3}) \cdot F \quad (1.13)$$

où $\xi_{An} = (1.8 \cdot \log_{10} Re_{An} - 1.5)^{-2}$ et $k = 1.07 + 900/Re - 0.63/(1 + 10Pr)$. Le nombre de Reynolds Re_{An} est :

$$Re_{An} = Re \cdot \frac{(1 + a^2) \cdot \ln(a) + (1 - a^2)}{(1 - a^2)\ln(a)}$$

a est le rapport du diamètre interne et externe ($a = D_{int}/D_{ext}$). Enfin, F est évaluée comme $0.75 \cdot a^{-0.17}$, si on s'intéresse aux échanges à la paroi interne.

1.2.4 Conclusion

Les échanges monophasiques avant le déclenchement de l'ébullition se font par convection et conduction. Le mécanisme de convection nécessite un temps d'établissement. Pour cette raison, s'il n'y a pas d'échanges convectifs déjà établis avant le début du chauffage, pendant les premiers instants les échanges se font par conduction instationnaire uniquement. La convection n'intervient que dans un deuxième temps.

On a présenté ici quelques corrélations permettant d'estimer le flux de chaleur échangé entre la paroi et un liquide en convection naturelle et forcée. La plupart concerne des échanges de chaleur stationnaires. Il apparaît qu'il manque une analyse des échanges lorsqu'on a des régimes de chauffe transitoires. C'est dans les objectifs de ces travaux de thèse d'enrichir la connaissance dans ce domaine.

1.3 Déclenchement d'ébullition

Une fois atteint le point A de la courbe d'ébullition de Nukiyama (fig. 1.1, ONB), l'ébullition démarre. On voudrait donc connaître sous quelles conditions se produira le déclenchement de l'ébullition pour notre cas expérimental. On va donc regarder les modélisations qui ont été proposées dans la littérature et cibler les plus adaptées à notre contexte.

1.3.1 Conditions de métastabilité, limites spinodales et binodales

Avant d'analyser les conditions de déclenchement d'ébullition, il est intéressant de parler des conditions de métastabilité et des limites spinodales. On considère le diagramme pression p volume molaire Vol d'un fluide modélisé par l'équation de Van der Waals :

$$(p + a/Vol^2) \cdot (Vol - b) = RT \quad (1.14)$$

R est la constante des gaz parfaits. Cette expression peut être réduite à la forme universelle :

$$(p^+ + 3/Vol^{2+}) \cdot (3Vol^+ - 1) = 8T^+ \quad (1.15)$$

où le symbole $+$ indique le rapport entre la grandeur physique et sa valeur critique (par exemple : $T^+ = T/T_C$). Le modèle de Van der Waals permet de représenter la thermodynamique d'un fluide diphasique. Un fluide est thermodynamiquement stable, à pression et température maintenues constantes, si son enthalpie libre molaire de Gibbs $G = F + pVol$ est minimum (G est ici en $[J/mol]$). F est l'énergie libre molaire de Helmholtz, $F = U - T \cdot S$, où U est l'énergie interne molaire, T la température du système et S l'entropie molaire. Cette condition est vérifiée quand $(\partial P^+ / \partial Vol^+)_T < 0$. Si on trace (figure 1.6) les isothermes de Van der Waals, sur une isotherme on trouve deux limites de stabilité. Ces deux limites, e et g , collapsent en un seul point (c sur la figure 1.6) pour l'isotherme de la température critique. Entre les points e et g le fluide ne peut pas exister sous forme monophasique. L'ensemble des points qui correspondent aux limites de stabilité donne la courbe spinodale, orange sur la figure 1.6. Il est aussi possible de trouver la limite binodale, aussi appelée « palier de liquéfaction ». Sur une isotherme, pour une pression donnée, il existe deux points vapeur et liquide (b et i sur la figure), qui ont le même enthalpie libre de Gibbs, et qui sont donc en équilibre thermodynamique. Liquide et vapeur en équilibre de phases sont séparés par une interface plane. La limite binodale est donnée par la connexion de ces points (bleue sur la figure 1.6). Deux états du fluide qui sont à la même pression, mais pas à la pression d'équilibre ont un niveau d'énergie libre différent, qui fait qu'on a un changement de phase du stade metastable (minimum local, comme le point h sur la figure 1.6) à un état stable (minimum absolu, point a). Les changements de phase se produisent entre les limites spinodale et binodale [42], en équilibre thermodynamique.

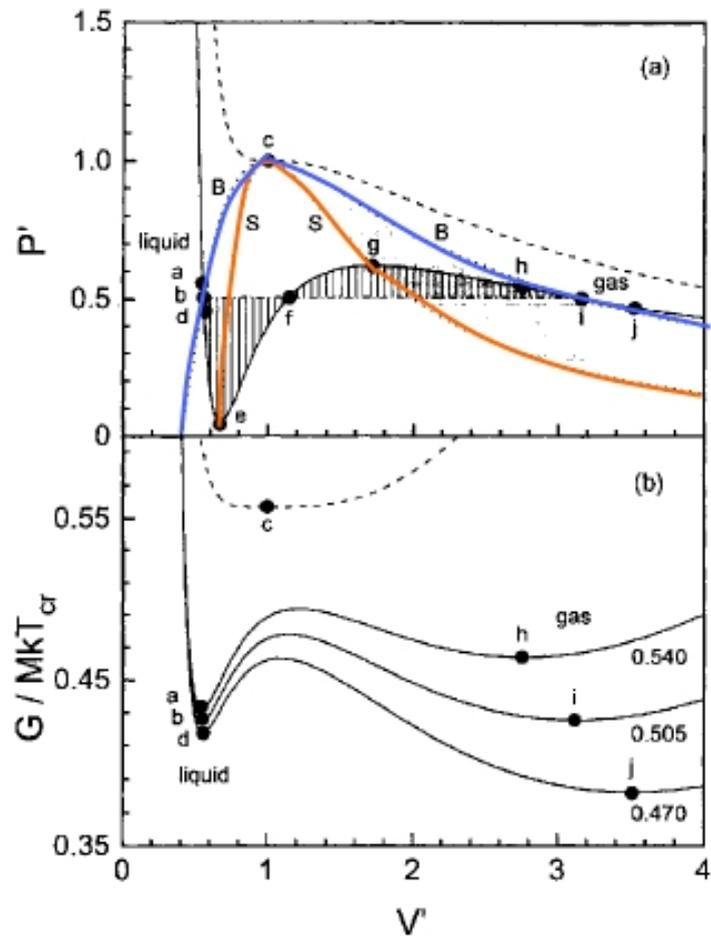


FIGURE 1.6 – Pression réduite et enthalpie de Gibbs molaire vs volume réduit. M est le nombre des molécules dans le volume et k la constante de Boltzmann. Trois pressions réduites sont tracées (0.47, 0.505 et 0.54). La courbe solide correspond à $T^+ = 0.85$ et les tirets à $T^+ = 1$ [42].

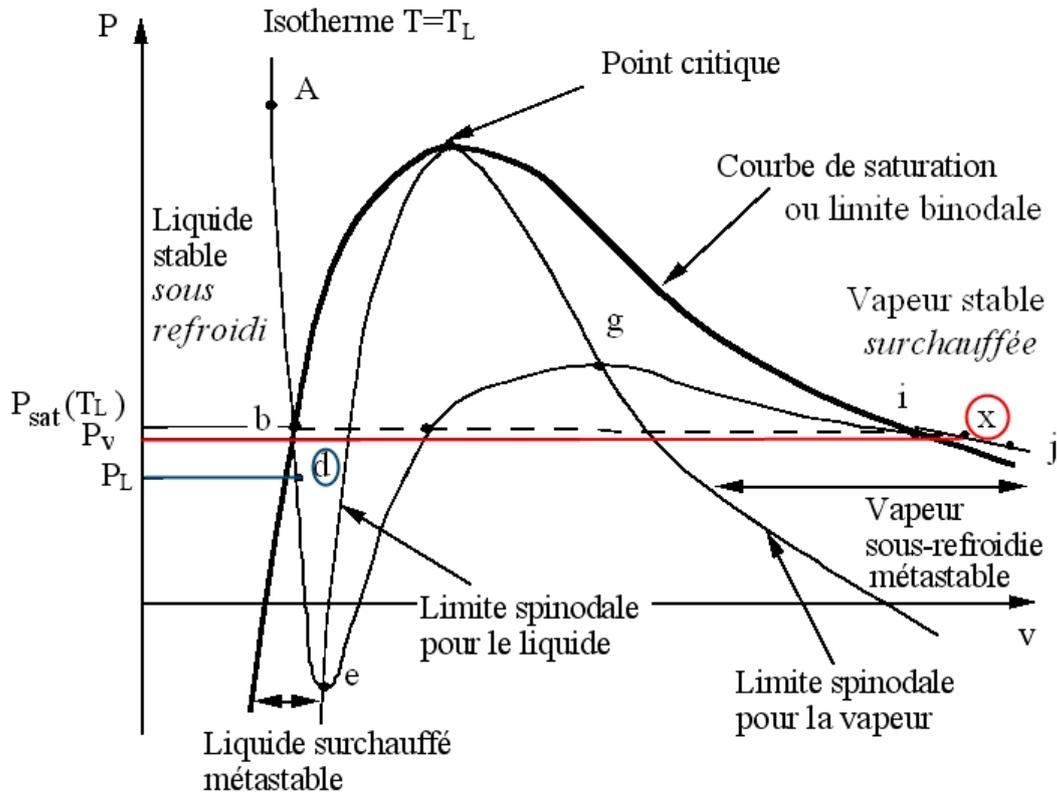


FIGURE 1.7 – Diagramme de pression et volume. Conditions de métastabilité et de stabilité.

Comme on peut voir sur la figure 1.7, les fluides dont la température est inférieure à la température critique sont à l'état liquide stable dit sous refroidi lorsqu'ils se situent à gauche de la courbe de limite binodale et à l'état de vapeur stable surchauffé quand ils sont à sa droite. Les fluides peuvent aussi se trouver en conditions de vapeur sous refroidie et liquide surchauffé, sans que des changements de phase se vérifient.

Si on regarde la figure 1.6 et on considère par exemple le point a , on peut penser qu'il existe un point compris entre i et h , qu'on va appeler ψ , qui se trouve à la même valeur d'enthalpie libre de Gibbs. Ce point doit être à une pression réduite comprise entre $p^+ = 0.505$ et $p^+ = 0.540$. Si on regarde le diagramme pression/volume réduits, le point a correspond à une condition de liquide stable alors que le point ψ est dans la zone de vapeur sous refroidie. De la même façon, on trouve un point x à une pression réduite comprise entre 0.505 et 0.47 qui a la même énergie que le point d . Dans ce cas, comme on voit sur la figure 1.7, d est dans la zone du liquide surchauffé, alors que x est dans la zone de la vapeur stable.

Considérons un liquide qui soit en dessus de sa température de saturation et une surchauffe qui soit en dessous de la limite spinodale. Des fluctuations locales de densité donnent naissance à des petits embryons de bulles de vapeur. La pression des deux phases n'est pas la même et la loi de Laplace donne la relation des deux pressions :

$$p_V - p_L = 2\sigma/r_{eq} \quad (1.16)$$

où σ est la tension de surface et r_{eq} le rayon d'équilibre de l'embryon de vapeur. Il est possible d'intégrer

l'enthalpie libre de Gibbs sur une isotherme de Van der Waals ($\int dG = \int V \, dp$) entre la pression de saturation et un point générique. Ensuite on peut utiliser la loi des gaz parfaits et l'incompressibilité du liquide pour remplacer les termes de pression. On arrive ainsi à écrire l'expression pour le rayon d'équilibre en imposant l'égalité des potentiels chimiques :

$$r_{eq} = \frac{2\sigma}{p_{sat}(T_L) \exp(Vol_V(p_L - p_{sat}(T_L))/(RT_L)) - p_L} \quad (1.17)$$

Le rayon correspond à un maximum d'exergie. Son équilibre n'est pas stable. S'il perd des molécules il collapse et s'il en prend, il croît.

On peut tracer les isothermes de Van der Waals pour le HFE7000, fluide qui est utilisé dans les essais : la figure 1.8 présente le résultat.

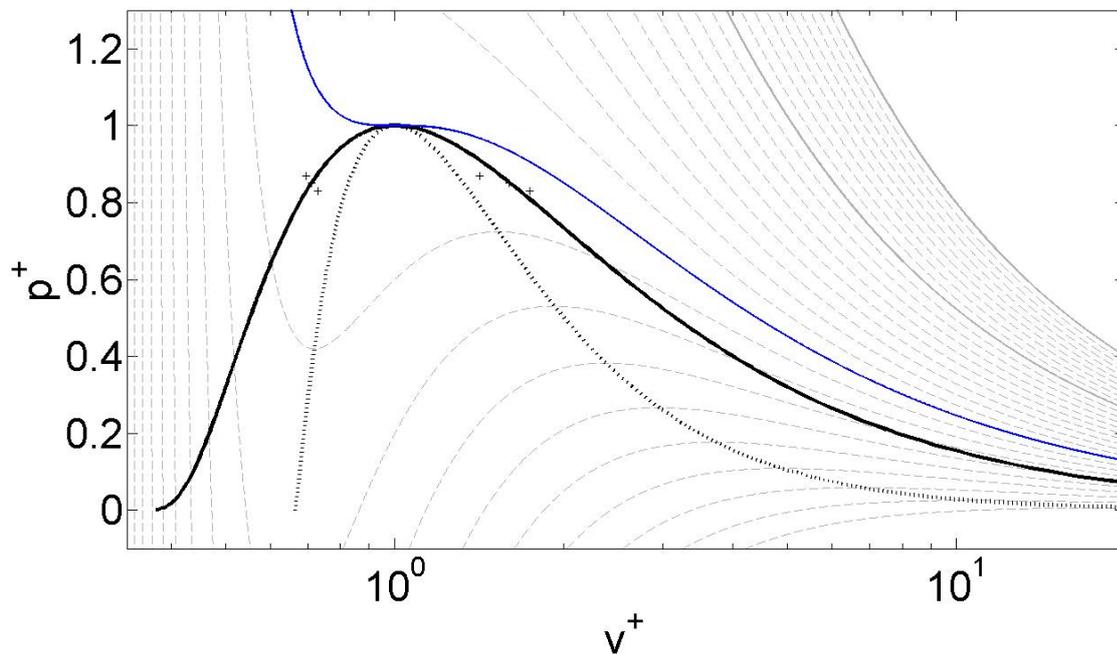


FIGURE 1.8 – Isothermes de Van der Waals du HFE7000. La courbe bleue correspond à l'isotherme critique, la courbe noire en trait plein à la courbe de saturation et la courbe en trait pointillée à la limite spinodale.

1.3.2 La nucléation homogène et hétérogène

Nucléation homogène Au sein d'un liquide métastable, on a vu que des nuclei de vapeur peuvent se former suite à un mécanisme de nucléation homogène. On note J le taux auquel un embryon de vapeur croit de n à $n + 1$ molécules par unité de volume. J ne dépend pas de n et, pour cette raison, il correspond à la valeur de la génération d'embryons de taille r_{eq} . Ce taux de formation d'un nucleus de vapeur est donné par Katz et Blander [69] :

$$J = 3.73 \cdot 10^{35} \cdot \sqrt{\frac{\rho_L^2 \cdot \sigma}{\mathcal{M}^3}} \cdot \exp \left[\frac{-1.182 \cdot 10^5 \cdot \sigma^3}{T \cdot (\eta p_{sat} - p_L)^2} \right] \quad (1.18)$$

où

- J est le taux de formation des embryons actifs, en $[cm^{-3}s^{-1}]$, qu'on prend égal à 10^6 pour la limite cinétique de surchauffe. Le taux de nucléation J change rapidement avec la température et on s'attend à ce qu'il existe une gamme de températures seuil en dessous de laquelle il n'y a pas de nucléation et en dessus, la nucléation s'amorce presque immédiatement. La température médiane de cette zone seuil est communément appelée limite cinétique de surchauffe.
- σ est la tension de surface, en $[erg/cm^2]$ ($1 erg/cm^2 = 0.01 N/m$) ;
- p est la pression, en $[atm]$;
- T est la température, en $[K]$;
- ρ est la densité, en $[g/cm^3]$;
- \mathcal{M} est la masse molaire, en $[g/mol]$;
- η est $\exp \left[\frac{V_{olL} \cdot (p_{sat} - p_L)}{R \cdot T_L} \right]$, ηp_{sat} étant alors la pression dans l'embryon de vapeur.

Le calcul du taux de nucléation peut être aussi fait en utilisant la relation suivante :

$$J = N \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{\pi \cdot m}} \cdot \exp \left[\frac{-16\pi \cdot \sigma^3}{3K_B \cdot T \cdot (\eta p_{sat} - p_L)^2} \right] \quad (1.19)$$

K_B est la constante de Boltzmann et m est la masse d'une molécule ($m = \mathcal{M}/N_a$, où N_a est le nombre d'Avogadro).

Au moyen du calcul du taux de nucléation, on peut savoir si la surchauffe expérimentale est proche de la limite cinétique de surchauffe. Dans ce cas, la nucléation est au sein du liquide.

Nucléation hétérogène Quand l'embryon se forme sur une paroi solide, on parle de nucléation hétérogène. Les considérations faites pour la nucléation homogène restent valables si la paroi est supposée parfaitement lisse, mais la formation d'un nucleus à la paroi requiert généralement moins d'énergie, surtout si le fluide est peu mouillant. Il est aussi possible de calculer le taux de nucléation, en tenant compte de deux facteurs. Le premier est le fait que seules les molécules à proximité de la surface sont à considérer et pas toutes les molécules dans le volume liquide. Le deuxième est la mouillabilité du fluide : pour les fluides très fortement mouillants, le travail de formation des embryons sur la paroi est équivalent au travail pour en former au sein du liquide. Cependant, comme le nombre de molécules en jeu est plus réduit puisqu'on ne prend en considération que les molécules voisines à la paroi, la probabilité qu'un embryon soit généré au sein du liquide est plus élevée que sur la paroi. Le contraire est vrai pour des mouillabilités moyennes ou faibles.

Si on veut calculer le taux de nucléation hétérogène, on peut utiliser l'expression que Cole et Van Stralen

proposent [69] :

$$J = N^{2/3} \cdot S \cdot \sqrt{\frac{3 \cdot f \cdot \sigma}{\pi \cdot m}} \cdot \exp \left[\frac{-16\pi \cdot \sigma^3 \cdot f}{3K_B \cdot T \cdot (\eta p_{sat} - p_L)^2} \right] \quad (1.20)$$

Le terme S est défini comme $S = \frac{1+\cos\theta}{2}$, où θ est l'angle de contact (voir fig. 1.9). L'angle de contact qu'une goutte d'eau a sur une surface de métal est de 20° [19], par exemple. f est égal à $1/4 \cdot (2 + 3 \cos \theta - \cos^3 \theta)$. N est le nombre de molécules par unité de volume de liquide et K_B est la constante de Boltzmann. Cette expression est très proche de la relation 1.19.

1.3.3 La nucléation à partir des sites actifs à la paroi

On a vu comment calculer le taux de nucléation J et on a fixé une valeur de $10^6 [cm^{-3}s^{-1}]$ pour estimer la limite cinétique de surchauffe. La nucléation hétérogène demande une surchauffe bien plus élevée que ce qu'on a en réalité dans la plupart des cas. L'ébullition en fait peut se déclencher à des surchauffes plus réduites lorsqu'il y a du gaz piégé dans des petites cavités à la surface de la paroi.

Le phénomène dépend de l'angle de mouillage du fluide, θ , qui tend vers zéro pour les fluides très mouillants et vers 180° pour ceux qui ne le sont pas (voir fig. 1.10). On considère que la cavité a un angle d'ouverture de 2γ . Pour un fluide très mouillant $\theta < \gamma < 90^\circ$, le rayon de courbure de l'interface de l'embryon est au début petit et après il croît de façon monotone. Pour des angles $2\gamma < \theta < 90^\circ$, le rayon de courbure augmente dans un premier temps, jusqu'à arriver à l'entrée de la cavité. Jusqu'à ce que la ligne de contact atteigne le bord de la cavité, le rayon de l'embryon diminue, ensuite il recommence à croître. Si $\theta > 90^\circ + \gamma$, la surface est concave au début et le rayon de courbure négatif. La ligne de contact change de concavité à l'entrée de la cavité et le rayon change de signe. Les trois cas sont représentés sur la figure 1.11.

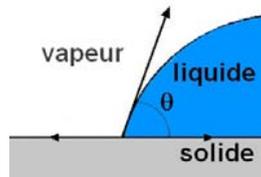


FIGURE 1.9 – Nucléation hétérogène : schéma.

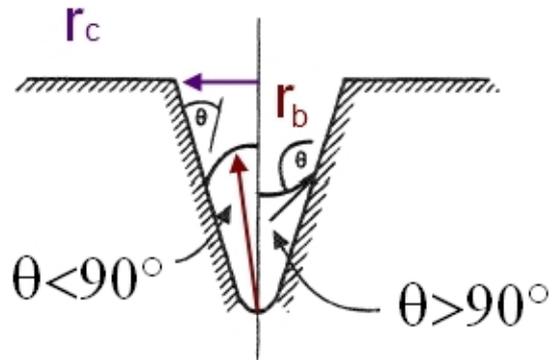


FIGURE 1.10 – Rayons caractéristiques de la nucleation à partir d’une cavité.

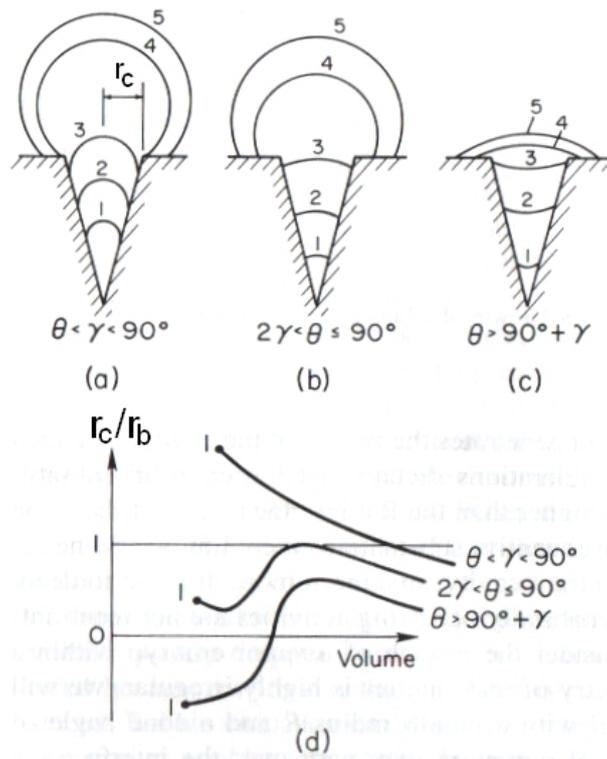


FIGURE 1.11 – Nucléation à la paroi : effet de l’angle de contact [19]. r_c est le rayon de la cavité et r_b le rayon de courbure de l’interface de la bulle.

Pour qu'un embryon puisse grandir, il faut que la surchauffe soit plus grande que celle nécessaire à l'existence de l'embryon ayant sa taille minimale. Le rayon minimal correspond au maximum du rapport entre le rayon de la cavité r_c et le rayon de l'embryon r_b (r_c/r_b sur la figure 1.11).

Considérons le cas d'un fluide peu mouillant, comme le cas *b* sur la figure 1.11, dans un premier temps. C'est le cas de la majorité des couples fluide-métal dans des conditions d'ébullition (pour de l'eau et un acier pas poli, θ est de 70° environ). Le rayon de courbure du ménisque formé dans la cavité est plus grand que le rayon de la cavité même, au début. Le point du maximum du rapport r_c/r_b est associé à l'entrée de la cavité. Le rayon de la cavité r_c est donc souvent suffisant pour caractériser l'activation d'un site de nucléation. Lorsque la température du liquide est égale à la température de saturation à la pression p_0 et liquide et vapeur sont en équilibre stable. Les deux phases sont séparées par une interface plane, le rayon de courbure étant infini. Si la température augmente, l'interface devient bombée. On a vu en fait qu'il peut y avoir une condition de métastabilité d'un embryon de vapeur dans un liquide surchauffée. Si on considère à nouveau l'expression 1.16, on peut écrire :

$$r_b = \frac{2 \cdot \sigma(T)}{p_{sat}(T) - p_0} \quad (1.21)$$

Le rayon décroît si T croît, car la tension de surface diminue et la pression de saturation augmente. La bulle ne peut exister que si elle garde un rayon de courbure supérieur au rayon de la cavité. Pour pouvoir continuer à croître il faut qu'elle puisse dépasser le seuil de la surface de la paroi. Soit T_0 la température telle que $r_c = \frac{2 \cdot \sigma(T_0)}{p_{sat}(T_0) - p_0}$. Pour une température supérieure, le rayon continue d'augmenter. On peut utiliser la relation de Clapeyron, où l'on considère que Δvol_{LV} , différence de volume spécifique entre phase liquide et vapeur, est environ le volume spécifique de la vapeur ($\Delta vol_{LV} \approx vol_V = 1/\rho_V$) :

$$\frac{p_{sat}(T) - p_0}{T - T_{sat}(p_0)} = \frac{h_{LV} \cdot \rho_V}{T_{sat}(p_0)} \quad (1.22)$$

pour ré-écrire le rayon :

$$r_{c \min} = \frac{2 \cdot \sigma(T_0)}{p_{sat}(T_0) - p_0} = \frac{2 \cdot \sigma(T_0) \cdot T_{sat}(p_0)}{h_{LV} \cdot \rho_V \cdot (T_0 - T_{sat}(p_0))} \quad (1.23)$$

Les cavités ayant un rayon plus grand seront activées. Si on veut exprimer la surchauffe nécessaire à l'activation d'une certaine taille de cavité, on a :

$$T_0 - T_{sat}(p_0) = \frac{2 \cdot \sigma(T_0) \cdot T_{sat}(p_0)}{h_{LV} \cdot \rho_V \cdot r_c} \quad (1.24)$$

Par exemple, une surchauffe de $5^\circ C$ pour le fluide HFE7000 est suffisante pour activer une cavité de $1.4 \mu m$, à $1 bar$.

Pour des fluides vraiment peu mouillants, comme ceux associés au cas *c* sur la figure 1.11, le rapport r_c/r_b a un maximum toujours en correspondance de l'entrée de la cavité, mais on n'arrive jamais à la taille de la cavité même. On peut seulement approximer $r_b \approx r_c$.

Si le fluide est très mouillant, le rayon initial pourra être très petit (cas *a* sur la figure 1.11). En augmentant la surchauffe, cet embryon va grandir. Le rapport r_c/r_b diminue de façon monotone la bulle grandissant. La croissance est donc liée à la taille initiale de l'embryon, r_0 , qui correspond au maximum du rapport r_c/r_b :

$$r_0 = \frac{2 \cdot \sigma(T_0)}{p_{sat}(T_0) - p_0} = \frac{2 \cdot \sigma(T_0) \cdot T_{sat}(p_0)}{h_{LV} \cdot \rho_V \cdot (T_0 - T_{sat}(p_0))} \quad (1.25)$$

Dans ce cas aussi, il est possible d'exprimer la surchauffe nécessaire pour avoir un certain rayon :

$$T_0 - T_{sat}(p_0) = \frac{2 \cdot \sigma(T_0) \cdot T_{sat}(p_0)}{h_{LV} \cdot \rho_V \cdot r_0} \quad (1.26)$$

Un modèle pour prédire la taille initiale de l'embryon a été développé par Lorentz et al. [19]. La cavité est considérée conique et on suppose que le fluide a un front plat quand il passe la cavité. Le rapport entre le rayon de la cavité et le rayon de l'embryon, $r_c/r_b = \Omega$, est fonction de θ et 2γ . On obtient :

$$T_0 - T_{sat}(p_0) = \frac{2 \cdot \sigma(T_0) \cdot T_{sat}(p_0)}{h_{LV} \cdot \rho_V \cdot r_c \cdot \Omega(\theta, 2\gamma)} \quad (1.27)$$

si $\Omega > 1$. Pour $\theta \leq 2\gamma$ il n'y a pas de vapeur dans la cavité.

Les conditions de piégeage du gaz au sein des cavités ont été aussi étudiées par Bankoff [19]. Il montre que le gaz ne peut rester dans la cavité d'angle γ que quand le liquide atteint la paroi opposée avant d'avoir touché le fond de la cavité (fig. 1.12). Si on appelle θ_a l'angle de contact à l'avancée, le critère s'écrit : $\theta_a > 2\gamma$. Dans le cas d'un fluide très mouillant, l'angle θ est petit et la valeur de Ω très élevée. Le liquide va remplir la cavité et donc il faut une surchauffe beaucoup plus importante que s'il y avait du gaz piégé.

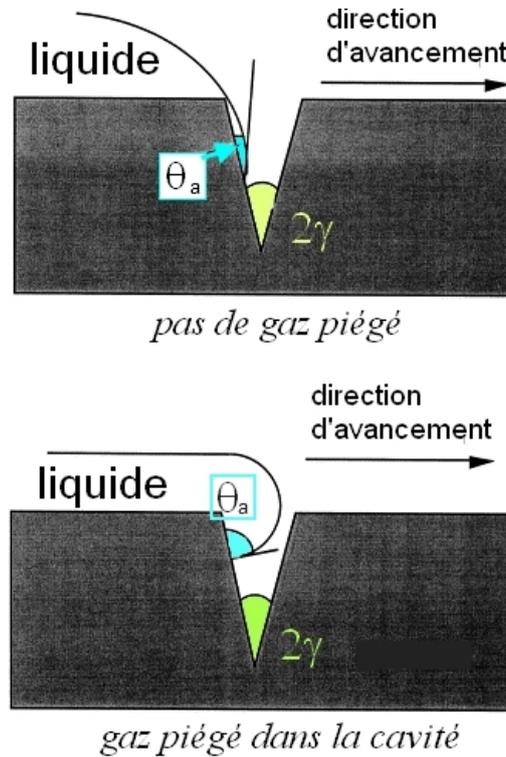


FIGURE 1.12 – Critère de Bankoff.

1.3.4 Le flux au déclenchement

Jusqu'à présent, on a vu les mécanismes qui sont à la base de la nucléation et aussi comment corrélérer la surchauffe et le rayon des cavités actives. Lorsqu'on contrôle la température de paroi, il est intéressant d'estimer le flux quand l'ébullition commence.

À partir de l'expression 1.23, Bergles et Rohsenow montrent comment évaluer le flux de chaleur ϕ_{ONB} (« ONB » indique *onset of nucleate boiling*) en dessous duquel on observera le déclenchement de l'ébullition sur une paroi à température T_W [69] :

$$\phi_{ONB} = \frac{\lambda_L \cdot \rho_V \cdot h_{LV}}{8 \cdot \sigma \cdot T_{sat}} \cdot (T_W - T_{sat})^2 \quad (1.28)$$

En effet, si le flux de chaleur extrait de la paroi par le fluide est trop important, la température ne sera plus suffisante pour garantir les conditions de nucléation. Des corrélations pour évaluer le flux au départ de l'ébullition sont données par Basu, Warriar et Dhir [6] pour des cas avec écoulement.

On peut mentionner l'expression de Davis et Anderson [6], qui tiennent compte de l'angle de contact θ :

$$\phi_{ONB} = \frac{\lambda_L \cdot \rho_V \cdot h_{LV}}{8 \cdot \sigma \cdot C_1 \cdot T_{sat}} \cdot (T_W - T_{sat})^2 \quad (1.29)$$

où C_1 est $1 + \cos \theta$.

Une autre relation est donnée par Hahne [6], qui se concentre sur les liquides mouillants, pour lesquels l'équation 1.28 ne semble pas être valable. Il trouve que la nucléation dépend du rayon r_Δ du nucleus le plus grand présent sur la surface :

$$p_\Delta = \frac{2\sigma}{r_\Delta}$$

où la pression p_Δ est 1.54bar pour le fluide R12 par exemple. La différence de température $T_W - T_{sat}$ est donc :

$$\Delta T_W = \frac{2 \cdot \sigma \cdot T_{sat}}{r_\Delta \cdot \rho_V \cdot h_{LV}} \quad (1.30)$$

Le flux peut donc être exprimé en fonction du sous refroidissement du liquide et du coefficient d'échange qu'on a quand les échanges sont encore monophasiques h_L :

$$\phi_{ONB} = h_L \cdot (\Delta T_W + (T_{sat} - T_L)) = h_L \cdot (T_W - T_L) \quad (1.31)$$

Le flux peut être évalué aussi si on fixe le rayon des cavités actives à $0.3 \cdot 10^{-6}m$ selon Steiner et Taborek [26], comme :

$$\phi_{ONB} = \frac{2 \cdot \sigma \cdot h_L \cdot T_{sat}}{r_c \cdot \rho_V \cdot h_{LV}} \quad (1.32)$$

où h_L est le coefficient d'échange au sein du liquide. Il s'agit de la même expression que l'équation 1.24, mais on prend le flux ϕ , sachant que $\phi = h_L(T_W - T_L)$. Pour calculer le coefficient d'échange en écoulement monophasique liquide, il est conseillé d'utiliser la corrélation de Gnielinsky [26], pour des nombres de Reynolds plus grands que 4000 :

$$\frac{h_L \cdot D_{int}}{\lambda_L} = \frac{f/8 \cdot (Re - 1000) \cdot Pr_L}{1 + 12.7 \cdot \sqrt{f/8} \cdot (Pr_L^{2/3} - 1)} \quad (1.33)$$

Le nombre de Reynolds est évalué avec le diamètre interne pour un écoulement en tube, et f , le coefficient de frottement, vaut :

$$f = [0.7904 \cdot \ln(Re) - 1.64] \quad (1.34)$$

Si on utilise l'expression 1.24 et un rayon des sites de $0.3\mu m$, on trouve une surchauffe de $14^\circ C$ en dessus de la température de saturation.

1.3.5 Le modèle de Hsu

En réalité l'embryon de vapeur est formé sur une paroi chauffée dans une couche limite thermique. Hsu [19] donne les conditions de nucléation d'un embryon de vapeur dans ces conditions. Après détachement d'une bulle de vapeur de la paroi, le liquide froid atteint la paroi et la couche limite thermique se reforme par conduction instationnaire. Hsu analyse les conditions de croissance d'un embryon de vapeur sur la paroi dans cette couche limite. L'embryon croît si la température à son extrémité est supérieure ou égale à celle nécessaire pour maintenir l'équilibre de l'embryon. Il est donc possible de définir un rayon maximal et un rayon minimal des cavités pour que la bulle puisse croître. La hauteur de l'embryon h_{emb} et sa base (forme de sphère tronquée) sont liées à cette dimension :

$$h_{emb} = 2 \cdot r_c = 1.6 \cdot r_b$$

où h_{emb} est la hauteur de l'embryon, r_c le rayon de la cavité et r_b la largeur de l'embryon. Si la bulle est trop grande, elle dépasse la couche limite et se condense. Si elle trop petite, il faudrait une surchauffe très élevée pour garantir son développement. Dans cette équation, la couche limite est supposée complètement reconstruite, donc le profil de température est linéaire. Pour une température de paroi T_W , tous les sites de nucléation ayant un rayon compris entre $r_{c\ min}$ et $r_{c\ max}$ seront activés :

$$\left\{ \begin{array}{l} r_{c\ min} \\ r_{c\ max} \end{array} \right\} = \frac{\delta_t}{4} \cdot \left[1 + \frac{T_{sat} - T_L}{T_W - T_L} \pm \sqrt{\frac{12.8 \cdot \sigma \cdot T_{sat}(p_L)}{\rho_V \cdot h_{LV} \cdot \delta_t \cdot (T_W - T_L)}} \right] \quad (1.35)$$

Il est possible d'estimer la taille de la couche limite, δ_t en fonction du coefficient d'échange h : $\phi = h\Delta T$. On a dans ce cas $\delta_t = \lambda_L/h$.

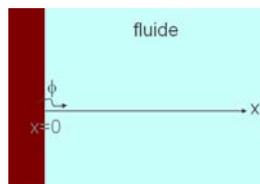


FIGURE 1.13 – Schéma du corps semi infini.

On peut également calculer l'épaisseur de la couche limite se développant sur la paroi par conduction instationnaire. Si le fluide a une profondeur bien plus grande que la couche thermique, on peut faire une analyse unidirectionnelle et évaluer l'épaisseur de la couche thermique en considérant le fluide comme un corps semi-infini soumis à un flux constant [20] (voir fig. 1.13). La température en fonction de x et du temps, alors qu'on

impose un flux constant, s'écrit (détails dans la section 1.2.2) :

$$T(x, t) = T_0 + \left[\frac{\phi}{\lambda} \cdot \left(\sqrt{\frac{4\alpha t}{\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{4\alpha t}\right) \right) \right] - x \cdot \operatorname{erfc}\left(\frac{x}{2 \cdot \sqrt{\alpha t}}\right) \quad (1.36)$$

Il est donc possible de tracer le profil de température au sein du liquide et de voir à quelle distance de la surface la température est égale à la température à l'infini, c'est-à-dire loin de la paroi chaude.

Si on prend par exemple des conditions de saturation, un coefficient d'échange de $1000W/(m^2K)$, qui donne une couche limite thermique de $72\mu m$, et $10^\circ C$ de surchauffe, le rayon maximal est $36\mu m$ et le minimal $0.0121\mu m$ pour le HFE7000.

Enfin, l'épaisseur de la couche thermique peut être évaluée grâce à une simulation numérique alors que le seul mécanisme de transmission de la chaleur est la conduction instationnaire.

1.3.6 Effet de la vitesse de montée en température

Pour conclure cette partie sur le déclenchement d'ébullition, il est intéressant de parler de l'influence de la cinétique de la montée en température sur l'apparition de l'ébullition nucléée. Pour cela, on fait référence aux observations de Berthoud [9]. La situation est décrite par la figure 1.15.

Berthoud fait des hypothèses simplificatrices : si la nucléation est déclenchée sur des sites activables, il faut avoir une certaine surchauffe pour activer un site de taille $r_c \approx r_b$. Le sommet de la bulle, supposée hémisphérique, doit être à une température qu'on appelle $T_{sat} + \Delta T$. Cette température est telle que le terme ΔT est égal à $2\sigma T_{sat}/(\rho_V h_{LV} r_b)$ quand le rayon est le rayon d'équilibre. La surchauffe doit être plus élevée pour que la bulle puisse grandir. En outre, Berthoud considère linéaire le profil de température au sein du liquide. Si on connaît le profil de température dans le liquide et on sait quelle est la taille de la bulle associée à un certain seuil de température $T_{sat} + \Delta T$, on connaît la température de paroi à la nucléation.

Berthoud considère deux vitesses de montée en température différentes : T_{W1} et T_{W2} , $T_{W1} < T_{W2}$. La surchauffe pour activer un site de taille $r_c \approx r_b$ est fixée mais le flux transmis varie. Soient t_1 et t_2 les temps d'apparition de la nucléation dans les deux cas. La couche thermique, c'est-à-dire la profondeur à laquelle la température atteint la température du liquide $T_{L\infty}$, ayant épaisseur $e_T(t)$ à un certain instant, se développe comme $\sqrt{\alpha t}$ (voir fig. 1.14).

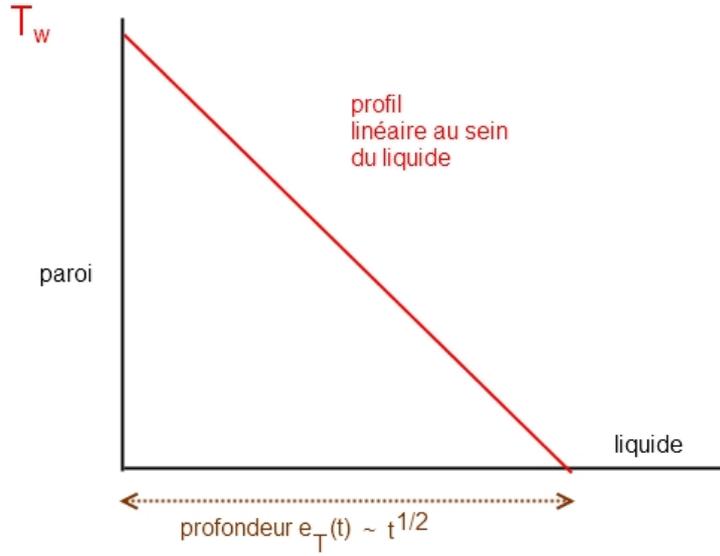


FIGURE 1.14 – Schéma des conditions considérées par Berthoud [9].

On peut exprimer la profondeur $e_T(t)$ à un instant générique comme étant proportionnelle à la différence de température entre paroi et liquide à l'infini. De la même façon, la profondeur dans le liquide qui correspond à la taille de la bulle, r_b , peut être écrite comme étant proportionnelle à la différence de température au sein de cette couche r_b même :

$$\frac{T_{ONB\ 2} - (T_{sat} + \Delta T_{sat})}{T_{ONB\ 2} - T_{L\infty}} \approx \frac{r_b}{e_T(t_2)} \quad (1.37)$$

Sur la figure 1.15 le rapport peut être vu aussi sur les triangles similaires colorés en jaune et rouge.

La nucléation est atteinte plus tard si le taux est plus faible. Quand on arrive à la nucléation avec le taux de montée en température plus bas (1), on trouve que l'épaisseur de la couche e_T sera plus grande qu'au temps t_2 , qui est le temps pour avoir la nucléation avec le taux plus élevé de montée en température, car cette dimension ne dépend que de la racine du temps.

$$\frac{e_T(t_1)}{e_T(t_2)} \approx \sqrt{\frac{t_1}{t_2}}$$

où $t_1 > t_2$. On peut écrire :

$$\frac{T_{ONB\ 1} - (T_{sat} + \Delta T)}{T_{ONB\ 1} - T_{L\infty}} \approx \frac{r_b}{e_T(t_1)} \quad (1.38)$$

Cette relation 1.38 peut être comparée avec la relation 1.37. La forme commune est la suivante, où A est 1 ou 2 selon le cas.

$$1 - \frac{\Delta T}{T_{ONB\ A} - T_{L\infty}} \approx \frac{r_b}{e_T(t_A)} \quad (1.39)$$

Comme $e_T(t_1) > e_T(t_2)$ alors $T_{ONB\ 1} < T_{ONB\ 2}$. Ainsi, on a une augmentation de la température de déclenchement si le taux de montée en température est plus haut.

Dans la réalité le profil n'est pas linéaire, comme on peut voir sur la figure 1.16, mais les considérations restent valables.

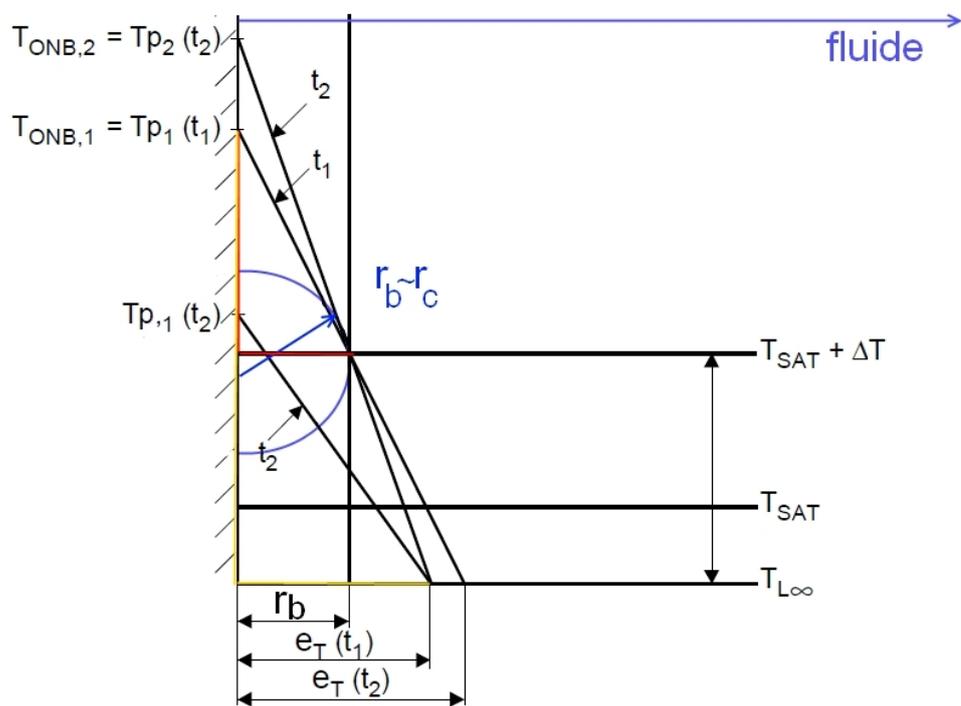
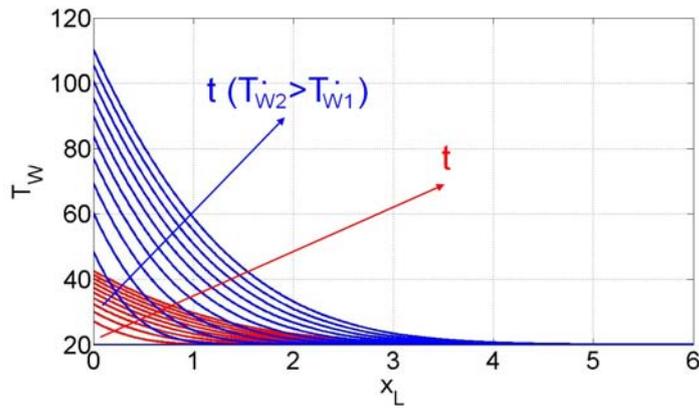
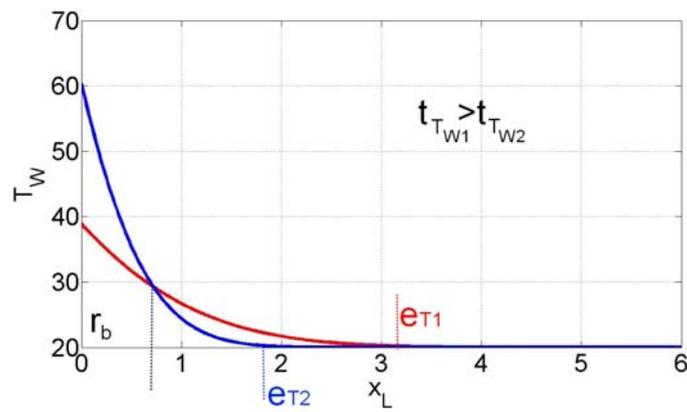


FIGURE 1.15 – Schéma des conditions à la paroi, pour différents taux de chauffe, d'après les observations de Berthoud [9]. Le profil linéaire de température au sein du liquide est tracé pour un temps t_2 où les conditions de nucléation se vérifient pour le taux de montée en température plus élevé, et pour t_1 , $t_1 > t_2$, qui est le temps de déclenchement pour le taux plus bas de montée en température.



(a) Profil de température, pour deux vitesses de montée en température, au sein du liquide, au cours du temps.



(b) Profils à deux instants.

FIGURE 1.16 – Profils de température réels dans le liquide. Sur la deuxième figure, deux instants sont tracés. On identifie la surchauffe associée à la taille de la bulle. La température de paroi est plus faible dans le cas d’une montée plus faible en température (rouge). Le temps auquel la courbe rouge est tracée est plus long, par contre.

1.3.7 Conclusions

Dans cette section, on a vu quels sont les mécanismes de nucléation. Les critères de nucléation homogène et hétérogène permettront d'établir si on se trouve dans ce cas, pour des tests rapides où la surchauffe est considérable. En outre, on pourra estimer si les conditions des essais sont proches de la limite spinodale.

Pour les essais plus longs, ce sont des mécanismes de nucléation à la paroi qui rentrent en jeu. On pourra donc calculer la taille des cavités actives et de la couche limite thermique. Les modèles pour le calcul du flux permettront aussi de comparer les données avec les flux calculés.

Pour finir, on pourra vérifier l'influence de la vitesse de montée en température, en tenant compte des considérations de Berthoud.

1.4 Ébullition nucléée

1.4.1 Conditions stationnaires

Modélisation de l'ébullition partiellement développée

Une fois l'ébullition déclenchée, ce sont les bulles qui sont principalement responsables du transfert de la chaleur de la paroi vers le liquide. Le diamètre des bulles, la fréquence de détachement et la densité des sites de nucléation sont donc importants.

À faible surchauffe ou faible densité de flux, les bulles sont formées à partir de quelques sites de nucléation uniquement. Ce régime s'appelle « régime de bulles isolées ». Au transfert par convection dans le liquide hors de la zone d'influence des bulles, s'ajoute le transfert thermique dû aux bulles. Les bulles naissent à la paroi, grandissent et se détachent et leur cycle de vie améliore les échanges thermiques. Aux deux mécanismes mentionnés, un troisième peut être ajouté : c'est l'évaporation de la microcouche qui existe au pied de la bulle. Ce dernier mécanisme n'a été pris en compte qu'assez récemment.

Si on se réfère aux premières études sur l'ébullition nucléée, un des premiers modèles conçu pour expliquer le phénomène est celui de Jakob et Linke (1935) [69]. À l'époque, on pensait simplement que le mouvement au sein du fluide engendré par les bulles naissantes et grandissantes était à la base du transfert thermique de la paroi vers le fluide. Jakob et Linke ont écrit une expression basée sur des expériences avec l'eau et le CCL_4 avec des surfaces chauffantes verticales et horizontales, pour estimer le coefficient d'échange, en tenant compte de la vitesse de montée des bulles.

Modèle de Rohsenow Ce n'est qu'en 1952 que Rohsenow propose un modèle qui tient compte de l'effet de la pression. L'idée est que le transfert thermique se fait de la paroi vers la partie du fluide qui est en contact avec la surface, comme en convection, mais l'effet du sillage des bulles augmente l'agitation et améliore l'échange. Rohsenow et Clark (1951) montrent qu'à des taux très élevés de nucléation, le transfert thermique n'est pas influencé par le débit de l'écoulement en ébullition convective. Pour cette raison, le nombre de Reynolds qui intervient dans le calcul du coefficient d'échange est basé sur la vitesse de montée des bulles, v_b et sur leur diamètre au départ, D_b [69] :

$$Re_b = \frac{\rho_V \cdot v_b \cdot D_b}{\mu_L} \quad (1.40)$$

La relation pour exprimer le coefficient d'échange est analogue à celle utilisée en convection forcée monophasique :

$$Nu = A \cdot Re_b^m \cdot Pr_b^n \quad (1.41)$$

Pour l'évaluation du diamètre D_b on peut utiliser :

$$D_b = C \cdot \left(\frac{2\sigma}{g \cdot (\rho_L - \rho_V)} \right)^{0.5} \cdot \theta \quad (1.42)$$

où C est spécifique du système et θ est l'angle de contact. Pour estimer la vitesse, on considère que la chaleur fournie est intégralement convertie en chaleur latente :

$$v_b = \frac{\phi}{\rho_V \cdot h_{LV}} \quad (1.43)$$

La relation de Rohsenow est donc basée sur les 3 nombres adimensionnels qui sont caractéristiques des expressions de la convection forcée, adaptés au mouvement des bulles : le nombre de Nusselt, $Nu = (\phi_{NB} \cdot D_b) / ((T_W - T_{sat}) \cdot \lambda)$, le nombre de Prandtl, $Pr = (\mu \cdot c_p) / \lambda$ et le nombre de Reynolds, Re (expression 1.40), reposant sur les propriétés du liquide, une échelle de longueur D_b , et une échelle de vitesse v_b (voir éq. 1.42 et 1.43). On peut aussi reconnaître le nombre de Jakob $Ja = \left(\frac{c_p \cdot L \cdot (T_W - T_{sat})}{h_{LV}} \right)$.

En substituant toutes les expressions dans l'expression 1.41, on obtient une relation pour le flux :

$$\phi_{NB} = \left[\frac{1}{C_{sf}} \right]^{1/r} \cdot Pr^{-s/r} \cdot \left[\frac{c_p(T_W - T_{sat})}{h_{LV}} \right]^{1/r} \cdot \left[\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_L - \rho_V)} \right]^{-1/2} \cdot [\mu_L \cdot h_{LV}] \quad (1.44)$$

La valeur de C_{sf} est $\sqrt{2}C\theta/A$, $r = 1 - m$ et $s = 1 - n$, avec référence aux éq. 1.42 et 1.41. En général, $s = 1.7$, $r = 0.33$ et $C_{sf} \in (0.001 - 0.015)$ (0.013 par défaut [54]). L'expression proposée par Rohsenow n'est pas précise et ne donne qu'une première estimation du flux ϕ_{NB} . Elle est basée sur l'ébullition en conditions de convection forcée et sous refroidissement [69] même si les valeurs de r , s et C_{sf} n'ont été déterminés que pour l'ébullition en vase.

Modèle de Forester et Greif Forester et Greif [69] suggèrent que le mécanisme d'échange est plutôt une sorte de « pompage » : la bulle porte le fluide chaud loin de la paroi et entraîne du fluide frais vers la paroi. L'expression proposée pour le flux considère la fréquence de formation des bulles.

Modèle de Mikic et Rohsenow Dix ans plus tard, Mikic et Rohsenow (1969) proposent une corrélation pour des conditions de saturation qui prend en compte les caractéristiques de la surface chauffante. Ils utilisent le concept d'échange entre le liquide et le vapeur, développé en ébullition sous refroidie, pour établir un modèle en ébullition saturée. Le flux total est composé d'une partie qui vient de la présence de la bulle même et d'une partie liée à la convection où les bulles n'ont pas d'influence. Le modèle de Rohsenow qui ne tient compte que de la convection due à l'ascension des bulles est donc amélioré en considérant aussi la présence des bulles. La surface occupée par la bulle ($D_b = 2r_b$) reçoit du fluide à température de saturation au départ de la bulle, et ce fluide est après chauffé par conduction. La couche limite surchauffée est remplacée avec une fréquence égale à celle du départ des bulles. L'expression pour évaluer le flux dû aux bulles est fonction de la fréquence f de départ des bulles, de leur dimension au départ D_b , de la densité de sites de nucléation N_b et des propriétés du liquide :

$$\phi_b = 2N_b D_b^2 (T_W - T_{sat}) \sqrt{\pi(\lambda \rho c_p)_L f} \quad (1.45)$$

Pour avoir le flux total, il faut ajouter le flux dû à la convection naturelle, ϕ_{conv} , calculé avec les corrélations pour les échanges monophasiques en convection naturelle. Le flux total devient donc :

$$\phi = \phi_{conv} \cdot \left[1 - N_b K \left(\frac{\pi D_b^2}{4} \right) \right] + \phi_b \quad (1.46)$$

K est une constante. Selon Mikic et Rohsenow, la densité des sites de nucléation peut être estimée comme une puissance du rapport entre la taille maximale et minimale des cavités actives :

$$N_b = \left[\frac{r_{c \max}}{r_{c \min}} \right]^m$$

où m est le coefficient qui donne la meilleure correspondance avec les données expérimentales (plus de détails sont donnés par Hewitt [54]). Ce modèle est repris par Han et Griffith et Judd et Hwang [19], mais il nécessite de connaître la densité des sites actifs, la fréquence de détachement et le diamètre de départ des bulles.

Modèle de Judd et Hwang En particulier, il est intéressant de parler du modèle de Judd et Hwang, pour l'ébullition saturée. Judd et Hwang [30],[54] considèrent qu'il y a trois composantes indépendantes dans le mécanisme de transfert. À la conduction instationnaire dans le liquide, due au mécanisme de remouillage de la paroi après détachement de la bulle et à la convection dans les zones sans bulles, s'ajoute l'évaporation de la microcouche aux pieds des bulles. Ces auteurs [30], étudient l'ébullition du dichlorure de méthane sur une surface en verre, et analysent le phénomène grâce à l'interférométrie laser et à l'imagerie rapide, qui leur permettent d'avoir des mesures du volume de la microcouche évaporée. Le flux de chaleur transféré par évaporation est obtenu en multipliant l'énergie moyenne transférée par la densité des bulles. Partant de l'expression de Mikic et Rohsenow 1.46, qui ne considère que la convection et la contribution des bulles, Judd and Hwang expriment le flux comme :

$$\phi = \frac{K^2}{2} \sqrt{\pi(\lambda\rho c_p)_L f D_b^2 N_b} \cdot \Delta T + \left(1 - \frac{K^2}{2} N_b \pi D_b^2\right) h_{conv} \Delta T + h_{ev} \Delta T N_b \frac{\pi D_b^2}{4} \quad (1.47)$$

Le dernier terme tient compte de l'évaporation de la microcouche. K est une constante, qui pondère la région d'influence des bulles, qu'ils prennent égale à $\sqrt{1.8}$, pour avoir un bon accord avec les données expérimentales, ΔT est la différence entre la température de la paroi et la température de saturation, h_{conv} est le coefficient d'échange convectif et h_{ev} à l'évaporation de la microcouche. Ce dernier est estimé à partir des mesures expérimentales de la microcouche, de la même façon que la densité des sites et la fréquence de départ des bulles. L'importance de chaque mécanisme d'ébullition dépend de la géométrie de l'élément chauffant, sauf à flux élevés et quand l'ébullition est bien établie. Dans ce cas, c'est surtout de l'évaporation.

Judd et Huang examinent aussi l'effet du sous refroidissement sur le flux [54]. Suite à une analyse de données expérimentales, ils trouvent que, pour des sous refroidissements réduits, la surchauffe de la paroi augmente si le sous refroidissement croît. Judd et Huang corrèlent cette tendance avec une variation de la quantité de chaleur passée de la paroi au fluide, due à un changement de la densité des sites de nucléation et de la fréquence de détachement des bulles. Pour des sous refroidissements élevés, la convection naturelle rentre en jeu de plus en plus et le flux transmis au fluide augmente.

Modèles pour l'ébullition développée

Quand les flux de chaleur et les surchauffes sont élevés, les bulles forment des colonnes de vapeur qui montent de la paroi vers le fluide. Si on regarde la courbe d'ébullition, il peut y avoir un changement de pente associé au passage à l'ébullition développée (fig. 1.17, partie $B - C$). Le flux des surfaces lisses varie comme une certaine puissance de la surchauffe : $\phi \approx \Delta T^m$, où m est 3 ou 4 [30]. C'est l'évaporation au niveau des colonnes de vapeur le mécanisme clé de l'ébullition. La surface chauffante ne semble plus avoir d'influence sur l'ébullition. L'énergie pour le changement de phase vient de la couche liquide entourant les colonnes. Le flux peut être donc évalué quand on connaît la fraction de la surface occupée par la vapeur et l'épaisseur de la couche limite thermique. Lay et Dhir [30] développent un modèle basé sur la connaissance du taux d'évaporation et densité des sites.

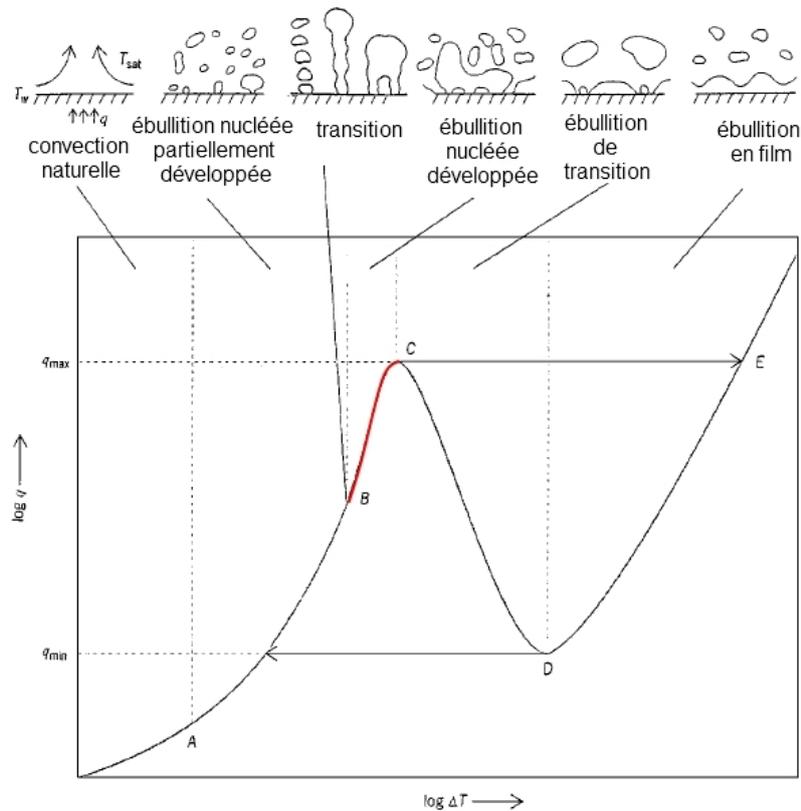


FIGURE 1.17 – Courbe d'ébullition. La différente pente dans la partie d'ébullition nucléée est mise en évidence.

Les corrélations

Corrélation pour l'ébullition en vase Les modèles présentés sont difficilement utilisables. Ils sont basés sur des valeurs telles que la fréquence de détachement, le diamètre des bulles et la densité des sites qui ne sont pas facilement accessibles. C'est pour cette raison que des corrélations basées sur des données expérimentales sont utilisées pour l'évaluation du flux d'ébullition nucléée. Ces relations ne font pas de distinction entre l'ébullition complètement développée et celle partiellement développée [30].

Corrélation de Crynder et Gilliland La première corrélation qu'on trouve chronologiquement est celle de Crynder et Gilliland (1932) [69] :

$$h = C \cdot \frac{(T_W - T_{sat})^{2.39} \lambda_L^{2.97} c_{pL}^{0.43} \cdot \rho_L^{3.1} \cdot D^{2.1}}{\sigma^{1.65} \cdot \mu_L^{3.45}} \quad (1.48)$$

où C est une constante. Les unités de mesure utilisées sont du système anglo-saxon. Cette expression est obtenue suite à une analyse adimensionnelle qui permet de grouper toutes les grandeurs pertinentes du problème. Pour la valider, les auteurs ont effectué des mesures d'échange thermique à partir d'une surface en laiton chauffée électriquement, avec des puissances entre 13.76W et 609W. Les expériences ont été faites avec différents

états de surface et inclinaisons, le fluide étant de l'eau, de l'eau salée, du glycérol, de l'eau sucrée, du kérosène, de l'essence, du méthanol, en mouvement [27]. Elle ne semble pas avoir un bon accord avec d'autres données d'ébullition.

Corrélation de Forster et Zuber Comme pour les modèles, il faut attendre les années 50 pour voir les premières relations fiables. Parmi les corrélations aujourd'hui les plus utilisés, il y a celle de Forster et Zuber [26]. Ces auteurs élaborent un modèle basé sur la micro convection dans la couche voisine à la paroi, pour des cas d'ébullition sous refroidie et utilisent le rayon des bulles et leur vitesse et expriment le flux comme :

$$\phi_{NB} = 0.0015 \cdot \left[\frac{\rho_L \pi ((T_W - T_{sat}) \lambda_L)^2}{\mu_L \alpha_L (\rho_V \cdot h_{LV})^2} \right]^{5/8} \cdot \left[\frac{c_p L \mu_L}{\lambda_L} \right]^{1/3} \cdot \left[\frac{\rho_L r_b^3}{2\sigma} \right]^{-1/4} \cdot \sqrt{\frac{\alpha_L}{\pi}} \cdot \rho_V \cdot h_{LV} \quad (1.49)$$

Le rayon r_b est le rayon d'équilibre d'une bulle :

$$r_b = \frac{2\sigma}{p_L(T_W - T_{sat})} \cdot \frac{RT_{sat}^2}{\mathcal{M}h_{LV}} = \frac{2\sigma}{h_{LV}(T_W - T_{sat})} \cdot \frac{T_{sat}}{\rho_V}$$

R étant la constante universelle des gaz, $8314 [J/(kmolK)]$ et \mathcal{M} la masse molaire en $[kg/kmol]$. La constante 0.0015 est évaluée pour l'eau de la pression atmosphérique jusqu'à 50bar, pour l' n-butyl alcool à 3.4bar et le mercure à 1 et 3bar.

L'expression plus connue n'est pas la forme adimensionnelle précédente, mais la corrélation dimensionnelle suivante [19] :

$$\phi_{NB} = 0.00122 \frac{\lambda_L^{0.79} c_p^{0.45} \rho_L^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} h_{LV}^{0.24} \rho_V^{0.24}} \cdot (T_W - T_{sat})^{1.24} \cdot \Delta p_{sat}^{0.75} \quad (1.50)$$

Le terme Δp_{sat} est la différence des pressions de saturation correspondant à la surchauffe $T_W - T_{sat}$ (en $[Pa]$). Le gros défaut de cette relation est qu'elle ne tient pas compte de la combinaison surface-fluide. C'est **Rohsenow** qui a été le premier à donner une expression du flux qui tient compte de la surface, l'expression 1.44. En réalité, c'est rare de connaître précisément la valeur de la constante C_{SF} qui dépend de la surface.

Corrélation de Borishansky Une autre catégorie de corrélation est celle qui se base sur la pression réduite. Passer par la pression réduite permet d'éviter l'utilisation des propriétés du fluide explicites. On suppose que le principe d'états correspondants s'applique. Pendant la même année des travaux de Mikic et Rohsenow, 1969, Borishansky propose une corrélation basée sur la similitude thermodynamique. La corrélation de Borishansky, telle qu'elle est présentée par Bessiron [14], [15], est la suivante :

$$\phi_{NB} = \left[384 \cdot 1.67E - 2 \cdot (p^+)^{0.1} \cdot \left(1 + 4.64 \cdot (p^+)^{1.16} \right) \cdot (T_W - T_{sat}) \right]^3 \quad (1.51)$$

Elle est fonction de la pression $p^+ = p/p_C$, où p_C est la pression critique. Il existe une autre forme qui est donnée par Carey [19] :

$$\phi_{NB} = A^{3.33} \cdot (T_W - T_{sat})^{3.33} \cdot [F(p^+)]^{3.33} \quad (1.52)$$

Mostinski donne les valeurs de A et F :

$$A = 0.1011 \cdot p_C^{0.69} \quad (p \text{ en } [bar])$$

$$F(p^+) = 1.8p^{+0.17} + 4p^{+1.2} + 10p^{+10}$$

Corrélation de Cooper Une autre expression pour le calcul du flux basée sur la pression réduite a été développée par Cooper [26]. Suite à une étude expérimentale vaste, il trouve que les propriétés physiques d'un fluide peuvent être exprimées sous la forme suivante :

$$propriet = p^+{}^k \cdot \ln(p^+)^n \cdot constante$$

Partant de cette considération, il écrit une corrélation pour évaluer le coefficient d'échange h en ébullition en vase :

$$h = 55 \cdot p^+{}^A \cdot (-0.4343 \cdot \ln p^+)^{-0.55} \cdot \mathcal{M}^{-0.5} \cdot \phi^{0.67} \quad (1.53)$$

où $A = 0.12 - 0.4343 \cdot \ln Ra$, Ra étant la rugosité en $[\mu m]$ (par défaut, $1\mu m$). Pour des cylindres horizontaux en cuivre, le coefficient d'échange h doit être multiplié par 1.7. La relation est valable pour une pression réduite p^+ entre 0.001 et 0.9, pour une masse molaire comprise entre 2 et 200 $[g/mol]$, et pour des tubes ou des surfaces lisses .

Corrélation de Gorenflo L'expression de Cooper est à la base du modèle de Gorenflo et coll. [2]. En général, le coefficient d'échange dépend des conditions de chauffage de la paroi chauffante (F_W), de la pression réduite qui influence les propriétés du fluide (F_{p^+}) et du flux en jeu (F_q). Gorenflo et coll. [2] suggèrent donc d'écrire un coefficient d'échange h relatif à un coefficient h_0 qu'aurait pour un certain fluide dans des conditions de référence qui vont être égales pour tous les fluides, comme :

$$h/h_0 = F_W \cdot F_{p^+} \cdot F_q \quad (1.54)$$

Les conditions de références sont les suivantes : $\phi_0 = 20kW/m^2$ et $p_0^+ = 0.1$. Ces conditions ont été choisies parce qu'elles représentent les conditions d'ébullition nucléée établie dans des applications industrielles [2]. Pour le chauffage, on considère un cylindre en cuivre ayant une rugosité de $0.4\mu m$. Gorenflo donne les valeurs de h_0 pour plusieurs fluides (listées par Hewitt, par exemple [54]).

Pour les réfrigérants, la relation proposée afin de considérer la pression réduite, est :

$$F_{p^+} = \frac{h}{h_{0.1}} = 0.7 \cdot p^+{}^{0.2} \cdot 4 \cdot p^+ + \frac{1.4 \cdot p^+}{1 - p^+} \quad (1.55)$$

Pour prendre en compte la surface chauffante, on considère le rapport des rugosités Ra [3] :

$$F_W = \left(\frac{Ra}{Ra_0} \right)^{0.133} \quad (1.56)$$

Enfin, F_q est le rapport des flux ϕ et ϕ_0 à la puissance n . n peut être évalué comme :

$$n = n(p^+) = 0.9 - 0.3 \cdot p^+{}^{0.3} \quad (1.57)$$

Stephan et Preußer [3] proposent une corrélation pour évaluer h_0 :

$$Nu = 0.1 \cdot \left[\frac{\phi_0 D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right]^{0.674} \cdot \left[\frac{\rho_V}{\rho_L} \right]^{0.156} \cdot \left[\frac{h_{LV} D_b^2}{\alpha_L^2} \right]^{0.371} \cdot \left[\frac{\alpha_L \rho_L}{\sigma D_b} \right]^{0.350} \cdot [Pr_L]^{-0.16} \quad (1.58)$$

Le nombre de Nusselt Nu est $h_0 \cdot D_b / \lambda_L$. La dimension D_b est le diamètre de départ des bulles : elle est évaluée avec la relation 1.42 où la valeur constante C vaut 0.0149. Cette expression est composée d'une série de nombres adimensionnels, comme, par exemple, $\left[\frac{q_0 D_b}{\lambda_L T_{sat}} \right]$, parmi lesquels on trouve le nombre de Prandtl $\left[\frac{\mu_L c_p L}{\lambda_L} \right]$ et le rapport des densités du fluide et de la vapeur. La relation 1.58 n'est valable qu'à pression atmosphérique. Au moyen des expressions présentées on peut estimer le coefficient d'échange.

Corrélation de Stephan et Abdelsalam Beaucoup plus simple est la relation basée sur l'analyse dimensionnelle et sur le lissage expérimentale que Stephan et Abdelsalam (1980) proposent [19] :

$$\phi_{NB} = (C \cdot (T_W - T_{sat}))^{1/n} \quad (1.59)$$

$C \approx \sqrt{p_L}$ pour les réfrigérants et $n = 0.255$. Stephan et Abdelsalam partent de 14 nombres adimensionnels pour écrire quatre équations, pour l'eau, les réfrigérants, les hydrocarbures et les fluides cryogéniques. Ces équations finalement ne tiennent compte que de 9 de ces 14 nombres :

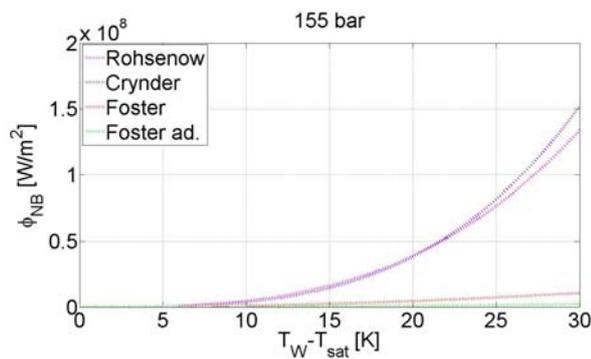
$$\begin{aligned} Nu &= \frac{\phi_{NB} \cdot D_b}{(T_W - T_{sat}) \cdot \lambda}; \quad X^I = \frac{\phi_{NB} \cdot D_b}{T_{sat} \cdot \lambda}; \quad X^{II} = \frac{\alpha_L^2 \cdot \rho_L}{\sigma \cdot D_b}; \\ X^{III} &= \frac{c_{pL} \cdot T_{sat} \cdot D_b^2}{\alpha_L}; \quad X^{IV} = \frac{h_{LV} \cdot D_b^2}{\alpha_L^2}; \quad X^V = \frac{\rho_V}{\rho_L}; \\ Pr_L &= \frac{\nu_L}{\alpha_L}; \quad E^2 = \frac{\rho_W \cdot c_{pW} \cdot \lambda_W}{\rho_L \cdot c_{pL} \cdot \lambda_L}; \quad X^{VI} = \frac{\rho_L - \rho_V}{\rho_L} \end{aligned}$$

où on reconnaît le nombre de Prandtl, le Nusselt, le rapport au carré des effusivités thermiques de la paroi et du fluide (E^2), qui est une mesure de la capacité à échanger de l'énergie thermique. Il est intéressant de noter que les termes X^{II} , X^{IV} , X^V , Pr , Nu sont les mêmes que dans la relation de Stephan et Preußer (éq. 1.58).

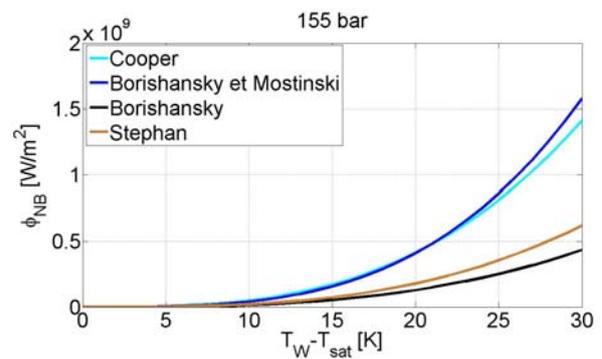
Comparaison des corrélations La figure 1.18 montre une comparaison entre les flux en ébullition nucléée estimés avec les corrélations suivantes, pour un diamètre de 11.77mm (diamètre hydraulique des réacteurs [13]) et pour l'eau à 155bar et à pression atmosphérique, avec une surchauffe entre 0 et 30K :

- relation de Rohsenow (éq. 1.44), où $C_{SF} = 0.013$ en se référant à de l'eau sur de l'acier poli mécaniquement, et $s = 1$ car on considère l'eau. Rohsenow travaille avec l'eau pour valider sa corrélation, mais les niveaux de pressions de ses expériences sont plus bas que 155bar.
- Relation de Crynder et Gilliland (éq. 1.48), pour évaluer le coefficient d'échange h , et ensuite, pour avoir le flux, $\phi = h \cdot (T_W - T_{sat})$. La constante est choisie égale à 0.0015 pour se rapprocher des résultats obtenus avec la rel. 1.44. Crynder et Gilliland travaillent avec l'eau mais pas dans des cas de pressurisation.
- Relation de Forster et Zuber, dans sa forme adimensionnelle (éq. 1.49) et dimensionnelle (1.50). Notons que les constantes ne sont pas adaptées pour l'eau à pression si élevée (validité jusqu'à 50bar).
- Relations de Borishansky - Mostinski (éq. 1.52) et de Borishansky (éq. 1.51). La relation de Borishansky 1.51 est choisie pour l'utiliser dans les codes d'étude de l'accident RIA à 155bar, donc on peut la considérer valide pour l'eau à haute pression, même s'il est attesté qu'elle amène à une surestimation importante du flux expérimental en transitoire rapide [15]. On ne connaît pas le domaine de validité de la relation de Borishansky - Mostinski (éq. 1.52), mais on peut imaginer qu'elle a la même validité que l'éq. 1.51.
- Relation de Stephan et Abdelsalam (éq. 1.59), pour l'eau ($n = 0.327$ et $C = 25$ à 155bar). Elle est valable pour l'eau, même à 155bar.
- Relation de Cooper (éq. 1.53). On est dans sa gamme de validité : \mathcal{M} comprise entre 2 et 200g/mol (18g/mol pour l'eau) et pression réduite entre 0.001 et 0.9 (0.0045 à 1bar et 0.7 à 155bar).

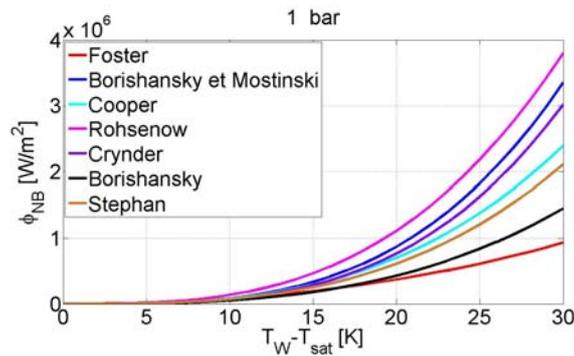
Il existe un énorme écart entre les résultats qu'on obtient, à haute pression. Pour cette raison, les corrélations sont divisées en deux groupes sur la figure 1.18. À un bar, la différence est moins grande.



(a) Équations 1.44, 1.48, 1.49, 1.50, 155bar.



(b) Équations 1.53, 1.52, 1.51, 1.59, 155bar.



(c) Résultats à 1 bar.

FIGURE 1.18 – Comparaison des modèles de l'ébullition nucléée en vase. Les courbes pointillées viennent des corrélations non-validées à haute pression.

Corrélation pour l'ébullition convective Parmi les relations qui sont présentées par Collier [26], on se focalise maintenant sur celles qui sont spécifiques à des conditions d'ébullition convective sous refroidie. Collier fait une distinction entre un régime d'ébullition partielle, où une partie des sites de nucléation est active seulement, et un régime d'ébullition complètement développé.

Pendant le régime d'ébullition partiellement développé, il est possible de distinguer la contribution de la convection monophasique et des bulles.

Modèle de Rohsenow Selon Rohsenow (1953), il est possible de prendre à nouveau l'expression 1.44 pour évaluer la composante due aux bulles, et évaluer la partie liée à la convection via l'expression de Dittus-Boelter :

$$\frac{h \cdot D}{\lambda_L} = 0.023 \cdot \left[\frac{\rho_L v_L D}{\mu_L} \right]^{0.8} \cdot \left[\frac{c_p L \mu_L}{\lambda_L} \right]^{0.4} = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.4} \quad (1.60)$$

Rohsenow propose de calculer la conductivité λ et les nombres de Reynolds et de Prandtl dans la rel. 1.60 en considérant l'écoulement diphasique ($bp = 2 \text{ phases}$) ($h_{conv} = 0.023 \cdot Re_{bp}^{0.8} \cdot Pr_{bp}^{0.4} \cdot \frac{\lambda_{bp}}{D}$).

Bergles et Rohsenow (1963) suggèrent de calculer le flux total d'une façon plus complexe que la simple addition des deux termes :

$$\phi_{NB} = \phi_{conv} \sqrt{\left[\frac{\phi_b}{\phi_{conv}} \cdot \left(1 - \frac{\phi_{b \text{ ONB}}}{\phi_b} \right)^2 \right]} \quad (1.61)$$

Le flux ϕ_b est celui associé à la nucléation des bulles, évalué à la température d'ébullition par défaut ou à la température de début d'ébullition, T_{ONB} ($\phi_{b \text{ ONB}}$).

Modèle de Chen Pour le régime d'ébullition développée, la relation de Chen peut être utilisée. Chen se base sur l'analyse de 600 points expérimentaux, pour de l'eau, du méthanol, du cyclohexane et du pentane et pour des écoulements verticaux. Des études récentes montrent que la relation proposée n'a pas un bon accord avec les données des réfrigérants [39]. Dans ce cas aussi, la contribution de la convection (éq. 1.60) est considérée séparément. Pour calculer le coefficient convectif, Chen propose de considérer seulement la partie liquide. Le nombre de Reynolds à utiliser devient ainsi : $\dot{m}(1-x)D/\mu_L$, x étant le titre de la vapeur, $\dot{m}_V/(\dot{m}_V + \dot{m}_L)$ et \dot{m} le débit massique surfacique.

Le flux dû aux bulles est exprimé à partir de l'équation 1.50, avec une différence. Quand il y a un écoulement, la couche limite est moins épaisse. En fait, $\delta_t = \lambda_L/h$ et le coefficient d'échange h est augmenté en présence d'écoulement. La surchauffe nécessaire à commencer l'ébullition est donc plus grande et l'ébullition est « supprimée » partiellement. Chen propose d'utiliser un paramètre S , qui est un « facteur de suppression » qui tient compte de la réduction de l'importance de l'ébullition nucléée quand il y a de la convection.

Ce facteur est déterminé expérimentalement [22], mais il y a des expressions tirées des expériences qui permettent son évaluation. Par exemple, Collier [19] propose :

$$S = (1 + 2.53 \cdot 10^{-6} \cdot Re^{1.17})^{-1} \quad (1.62)$$

Le facteur S tend vers zéro pour des petits débits. La corrélation de Chen est pour l'ébullition convective à saturation mais elle est légèrement modifiée par Butterworth [26] en cas de sous refroidissement.

La relation de Chen est adaptée au cas de l'eau. Quand on travaille avec d'autres fluides, Chen et Bennett [19] suggèrent de multiplier le coefficient d'échange convectif (éq. 1.60) par $Pr^{0.296}$.

Modèle de Shah Une alternative pour l'ébullition convective à saturation est proposée par Shah (1976), d'après Collier [26]. Elle peut être utilisée pour des écoulements en canal vertical ou horizontal et elle est validée pour 800 points expérimentaux, pour l'eau, les réfrigérants et le cyclohexane [39]. Shah suggère de ne prendre en considération que le plus grand entre le coefficient dû à la convection et celui dû à l'ébullition. Il se base sur deux nombres adimensionnels : le nombre d'ébullition Bo , qui est le rapport entre le flux réel et le maximum dû à l'évaporation :

$$Bo = \frac{\phi}{h_{lv} \cdot \dot{m}} \quad (1.63)$$

et le nombre de Froude :

$$Fr = \frac{(\dot{m})^2}{\rho_L^2 \cdot g \cdot D} \quad (1.64)$$

Le terme \dot{m} est le débit surfacique $\left[\frac{kg}{m^2s}\right]$, D est la dimension caractéristique. Pour la partie liquide de l'écoulement, il est possible d'évaluer le coefficient d'échange convectif avec la relation de Dittus Boelter. Le coefficient global d'échange convectif et aussi le coefficient pour l'ébullition sont calculés en utilisant un terme C_0 qui dépend du titre x de la vapeur et des densités :

$$C_0 = \left(\frac{1-x}{x}\right)^{0.8} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L}\right)^{0.5}$$

Modèle de Kandlikar Une expression pour prédire les coefficients d'échange dans des conditions de saturation, dans des tubes horizontaux et verticaux, basées sur l'idée que le transfert thermique se fait par convection et nucléation des bulles, est celle de Kandlikar [39]. Elle est intéressante car elle a été testée pour des fluides réfrigérants. Elle se base à nouveau sur le paramètre C_0 et sur le nombre d'ébullition Bo . Une fois le coefficient d'échange monophasique calculé via l'expression de Dittus Boelter, le coefficient d'échange des deux phases est donné par la somme d'un terme convectif et d'un terme d'ébullition qui dépend du nombre d'ébullition Bo et du fluide (pour plus de détails voir l'article de Kandlikar [39]).

Modèle de Hall, Bjorge et Rohsenow Une autre façon de surposer les effets est donnée par Hall, Bjorge et Rohsenow (1982) : le flux est la somme de la composante convective et de la partie due aux bulles évaluée avec l'expression 1.50 ou 1.44, moins un flux équivalent à celui qu'on aurait à T_{ONB} , à nouveau évalué selon les relations 1.50 ou 1.44 :

$$\phi_{NB} = \phi_{conv} + \phi_b - \phi_b_{ONB}$$

ou :

$$\phi_{NB} = \phi_{conv} + \phi_b \cdot \left[1 - \frac{T_{ONB} - T_{sat}}{T_W - T_{sat}}^{1/n}\right] \quad (1.65)$$

n est le même exposant que celui du ΔT dans les relations 1.50 ou 1.44.

Résumé des modèles utilisables pour décrire l'ébullition en régime établi

Pour conclure on peut faire un petit résumé des corrélations qui peuvent être utilisées pour décrire l'ébullition nucléée en soulignant leurs avantages et défauts. On considère l'ébullition en vase. Une des corrélations les plus utilisées qu'on a rencontrée est celle de Rohsenow 1.44. Il s'agit d'une relation qui tient compte du couple surface-fluide, mais elle n'est pas adaptée aux réfrigérants et elle ne permet pas de prédire avec exactitude la courbe d'ébullition.

L'expression de Forster et Zuber 1.50 ne considère pas l'ensemble de la paroi et le fluide mais elle est simple et elle est à la base du modèle de Chen. De plus, les auteurs n'ont pas étudié les réfrigérants. Cette relation ne donne pas non plus un bon accord avec les données expérimentales.

Parmi les relations basées sur la pression réduite, en évitant ainsi d'utiliser directement les propriétés du fluide, on a parlé de celles de Borishansky et Mostinski (éq. 1.51 et éq. 1.52), qui s'appliquent à une vaste gamme de fluides et pressions, et de celle de Cooper (éq. 1.53), qui donne des bons résultats pour les réfrigérants. La corrélation de Gorenflo 1.54 est aussi efficace pour les réfrigérants, mais il faut connaître le coefficient d'échange dans des conditions de référence.

Pour l'ébullition convective sous refroidie, le coefficient d'échange associé à la phase liquide est généralement évalué grâce à la relation de Dittus-Boelter 1.60. Rohsenow propose de calculer le coefficient convectif en tenant compte des deux phases et de continuer à évaluer la contribution de la nucléation avec la relation 1.44 en additionnant les deux termes. Le modèle de Chen, pour des écoulements verticaux est en bon accord avec les données des réfrigérants. La relation de Dittus-Boelter 1.60 est à nouveau utilisée pour la convection. Le terme dû à la nucléation est similaire à la corrélation de Forster et Zuber 1.50. Chen propose une corrélation valide en ébullition saturée. C'est Butterworth qui la modifie légèrement pour les écoulements sous refroidis. Dans notre cas, les corrélations où il faut connaître le titre de vapeur ne sont pas utilisables.

1.4.2 Conditions transitoires

Jusqu'à présent, on a regardé les corrélations et les modèles pour l'ébullition nucléée établie. Il est intéressant d'investiguer les conditions d'ébullition transitoire.

En conditions transitoires, qui nous intéressent particulièrement, il n'y a pas un temps suffisant pour l'établissement d'un régime d'ébullition nucléée. Dans la littérature il existe même une distinction entre les différents transitoires de puissance basée sur le temps passé en régime d'ébullition nucléée. En particulier, on peut parler de phénomène permanent si ce temps est supérieur à $500ms$, alors que l'on parlera de transitoire rapide s'il est inférieur à $100ms$ [57]. Parmi les transitoires rapides, on peut distinguer des phénomènes explosifs, de l'ordre d'une centaine de micro secondes [29]. Les processus qui seraient à l'origine de ces transferts intenses de chaleur sont complexes et différent selon le type de transitoire : nucléation spontanée hétérogène pour les chauffages les plus rapides et due à l'activation des sites à la paroi où il y a de la vapeur piégée pour les autres.

Transitoires explosifs En entrant dans le détail, si on considère d'abord les régimes transitoires explosifs, le premier aspect remarquable est qu'ils sont caractérisés par des vitesses d'échauffement très élevées, c'est-à-dire de l'ordre de $10^7 K/s$ [9], [33]. Pour les investiguer, on réalise des essais sur des éléments très fins chauffés par effet Joule. Derewniki [29], par exemple, chauffe très rapidement des fils résistifs immergés dans de l'eau à température ambiante et Glod et coll. [33] utilisent un fil en platine. Il est intéressant de noter que Glod et coll. trouvent que la température de nucléation augmente proportionnellement au taux de chauffage jusqu'à une limite ($303^\circ C$ à $86 \cdot 10^6 K/s$). Si le chauffage est suffisamment rapide, c'est-à-dire au dessus de $60 \cdot 10^6 K/s$,

selon Glod, on atteint la limite de température de nucléation et il y a une explosion de vapeur. Le mécanisme de déclenchement de l'ébullition semble être celui de la nucléation homogène. Pour des taux d'échauffement en dessous de cette valeur, le mécanisme d'ébullition est activé à partir des sites de nucléation. Glod observe que même si la température est de l'ordre des températures de nucléation homogène et le chauffage suffisamment rapide, il semble que des sites de nucléation soient actifs et puissent contribuer à l'explosion de vapeur. Il semble qu'il y ait une couche liquide mince près de la paroi dans laquelle le gradient thermique est considérable. Dans cette région, un phénomène de nucléation homogène se produit simultanément à l'activation d'embryons de vapeur sur la paroi même, pour des surchauffes considérables.

Transitoires « lents » Les taux de montée en température qui nous intéressent sont beaucoup plus bas, de l'ordre des milliers de K/s dans le cas d'un RIA et compris entre quelques K/s jusqu'à $1000K/s$ pour les expériences. Une étude dans la gamme d'intérêt, a été conduite par Auracher et coll. [4] avec du FC-72. Deux différents chauffages sont utilisés, toujours basés sur l'effet Joule, un chauffage d'un disque de cuivre de $34mm$ de diamètre pour les essais stationnaires et un chauffage d'un disque de $18.2mm$ de diamètre, plus fin et donc ayant moins d'inertie, pour les essais transitoires. La température est toujours suivie par des thermocouples. Pendant les essais, la température de la paroi chauffée est mesurée et contrôlée en ajustant la puissance électrique.

Auracher et Marquardt ont fait des expériences avec des montées en température jusqu'à $50K/s$ et ils trouvent que le flux augmente de façon proportionnelle à la vitesse d'augmentation de la température de la paroi. Si on considère le flux critique, qui est à la fin de la partie d'ébullition nucléée, il devient 4 fois plus élevé pendant les tests transitoires qu'en conditions stationnaires, avec le FC-72 et une valeur de dT/dt de $50K/s$, mais la surchauffe de la paroi associée ne change pas. La figure 1.19 montre leurs résultats.

La même augmentation du flux est observée par Tachibana et coll. [64]. Ces auteurs travaillent avec les surfaces plates de nickel, de $50mm$ de long et de $6mm$ de large, chauffées par effet Joule et immergées verticalement dans de l'eau stagnante. De plus, dans leur résumé bibliographique, ils témoignent que cette tendance du flux à augmenter avec la vitesse de montée en température, a été déjà trouvée auparavant. Par contre, à notre connaissance, il n'y a pas de modèle qui décrit l'ébullition dans ce cas.

1.4.3 Conclusions

Dans cette partie, on a présenté les modèles qui décrivent l'ébullition en régime stationnaire en vase et en boucle et les corrélations qui peuvent être utilisées pour prédire les flux échangés. On a mis en évidence les gammes d'applications. Cela permettra de s'orienter plutôt vers les expressions validées pour les réfrigérants pour analyser les résultats expérimentaux.

On a aussi vu que la connaissance de l'ébullition nucléée en régime transitoire n'est pas très large. Il existe une catégorie d'essais très rapides, où le taux de montée en température est de l'ordre de $10^6 K/s$, qu'on ne considérera pas par la suite, car les conditions expérimentales n'arrivent pas à ces vitesses de chauffe. Il existe après une catégorie de tests moins rapides. Dans ce groupe, il y a les essais sur le RIA et les expériences de Auracher et coll. Les résultats de nos expériences seront à comparer avec leurs données. En outre, on espère pouvoir éclaircir le mécanisme d'échange thermique dans des conditions transitoires pas explosives.

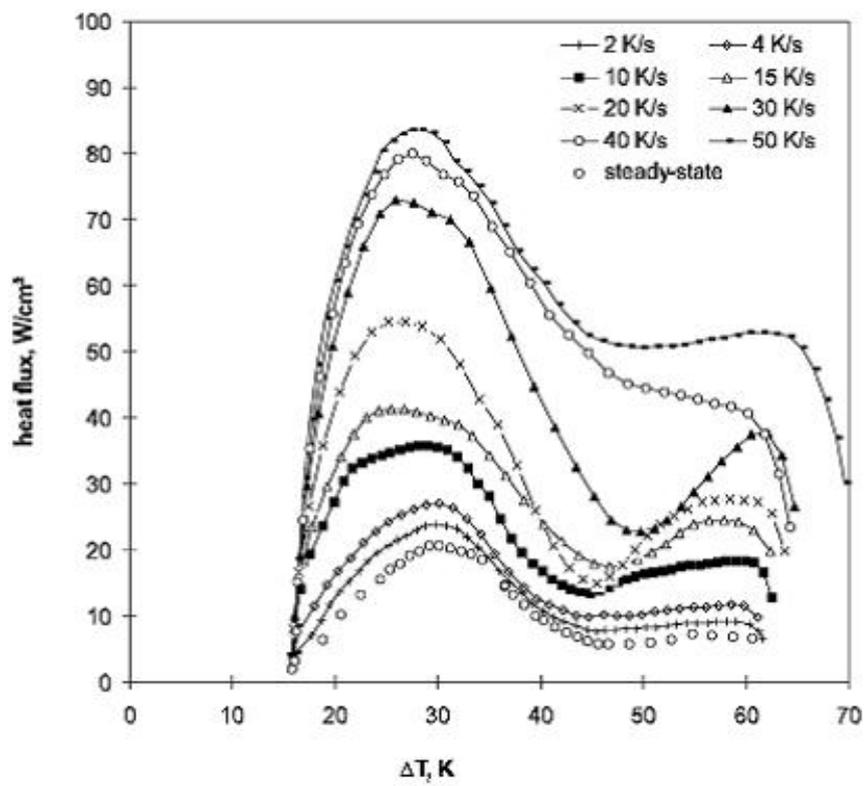


FIGURE 1.19 – Courbes d'ébullition pour le FC-72, données et Auracher et coll. [4].

1.5 Crise d'ébullition

1.5.1 Conditions stationnaires

Crise d'ébullition en vase

Sur la courbe d'ébullition de Nukiyama (fig. 1.1), il existe un maximum de flux qui peut être évacué à la surface d'un corps chauffé, en régime d'ébullition nucléée. Lorsque le chauffage se fait à flux imposé, au-delà du flux critique on assiste à une augmentation brutale de la température qui peut endommager l'élément chauffant (« burnout »). Quand c'est la température qui est imposée, au-delà du flux critique il y a une diminution du flux thermique passé de la paroi chaude vers le fluide, lorsqu'on augmente la surchauffe. L'accumulation de vapeur à la paroi forme un isolant thermique qui limite les échanges.

Les mécanismes qui conduisent à la crise d'ébullition ne sont pas encore bien connus même en stationnaire, mais des théories générales ont été proposées [19] :

- *Suspension des gouttes de liquide.* Quand le flux augmente, les bulles qui sont générées sur la surface coalescent et forment des colonnes de vapeur dans lesquelles il y a des gouttes de liquide qui tombent sur la surface (horizontale). Quand la vitesse de la vapeur est suffisamment élevée les gouttelettes sont entraînées loin de la surface et la vapeur la recouvre. Ce mécanisme a été proposé par Kutateladze (1948).
- *Coalescence des bulles.* Quand la densité des sites de nucléation augmente, les bulles se regroupent et elles ne laissent plus le liquide atteindre la surface. Cela fait qu'une couche de vapeur couvre des portions de la surface. Ce mécanisme est celui des modèles de Rohsenow et Griffith (1956) et de Chang et Snyder (1960).
- *Mécanisme d'instabilité hydrodynamique.* Quand le flux augmente, les bulles coalescent et forment des colonnes de vapeur. Quand la vitesse relative de la colonne de vapeur par rapport au liquide est telle que l'interface liquide-vapeur présente des oscillations devenant instables (instabilité de Helmholtz), le liquide ne parvient plus à atteindre la paroi et la surface se recouvre d'un film de vapeur. Le mécanisme des instabilités est à l'origine du modèle de Zuber (1959) dans un premier temps, pour une surface horizontale. Lienhard et coll. (1970-73) ont repris l'idée de Zuber et ils l'ont améliorée, en l'étendant à d'autres géométries.
- *Disparition de la couche liquide.* À des flux élevés, des petits jets de vapeur connectés à des sites de nucléation isolés, amènent de la vapeur à une grosse poche. Cette poche est alimentée par de nombreux jets. Il y a une petite couche liquide aux pieds de ces jets. Il faut que son épaisseur soit suffisante pour que les instabilités de Kelvin-Helmoltz ne se développent pas (il y a donc une proportionnalité entre l'épaisseur et la longueur d'onde de l'instabilité de ces petits jets). Quand la poche de vapeur accumule assez de vapeur, elle se détache. Si pendant son temps de croissance la couche de liquide s'évapore complètement, on atteint les conditions de flux critique. Ce modèle est celui proposé par Haramura et Katto (1983).
- *Formation de points chauds.* Sur la surface, des parties très chaudes sont générées et la température est si élevée que le mouillage de la paroi n'est plus possible. C'est le modèle de Theofanous (2002) [66].

Les différentes théories sont à la base de modèles physiques et de corrélations pour l'évaluation du flux critique ; les plus utilisés sont le modèle de Zuber et Kutateladze [72], [44], revu par Lienhard et Dhir [47], basé sur les instabilités, et la formulation de Haramura et Katto [37] fondée sur l'évaporation du liquide entre les champignons de vapeur (plus de détails sont donnés par Dhir dans son article de revue des études sur l'ébullition [30]).

Modèle de Zuber, Lienhard et Dhir On considère d'abord l'expression du flux critique de Zuber [72]. Ce modèle repose sur les hypothèses suivantes :

- plaque horizontale de longueur infinie ;
- colonnes de vapeur formées sur la surface de diamètre égal à une demi-longueur d'onde caractéristique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ;
- leur espacement égal à une longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh-Taylor ;
- vapeur évacuée de la paroi avec une vitesse verticale ascendante ;
- liquide qui retombe sur la paroi avec une vitesse verticale descendante
- condition de flux critique atteinte lorsque l'interface des colonnes de vapeur est sujette aux instabilités de Kelvin Helmholtz

Finalement Zuber arrive à l'expression suivante :

$$q_{CHF} = 0.131 \cdot \rho_V \cdot h_{LV} \cdot \left[\frac{\sigma(\rho_L - \rho_V) \cdot g}{\rho_V^2} \right]^{1/4} \quad (1.66)$$

Lienhard et Dhir trouvent que 0.149 au lieu de 0.131, valeur qui vient de l'hypothèse que la longueur d'onde à considérer est la plus dangereuse de l'instabilité de Rayleigh-Taylor, donne un meilleur accord avec les résultats expérimentaux. La corrélation fonctionne pour les fluides réfrigérants.

On voit que le flux critique n'est influencé que par les propriétés thermodynamiques du fluide. Le fait que ni les propriétés de la surface, ni sa géométrie, ni les caractéristiques de mouillabilité ne soient considérées ont conduit à de nombreuses critiques de ce modèle. Les études suivantes (Lienhard et coll. 1972/1973) ont permis de considérer aussi l'effet de la géométrie [19]. En effet pour des tailles caractéristiques de surface chauffées L qui sont inférieures à la longueur capillaire L_* :

$$L_* = \sqrt{\left[\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_L - \rho_V)} \right]}$$

le flux critique est plus important que celui obtenu par Zuber.

$$\frac{\phi_{CHF}}{\phi_{CHF \text{ Zuber}}} = f \cdot \left(\frac{L}{L_*} \right)$$

L_* peut être considérée comme une échelle caractéristique de la taille des bulles formées à la surface d'un film par instabilité de Rayleigh-Taylor. Les valeurs de f , qui est une fonction décroissante du rapport L/L_* , sont données par Carey [19], mais les surfaces verticales ne sont pas considérées.

L'effet du sous refroidissement sur le flux critique est également pris en compte par Zuber et coll. [74]. Ils utilisent l'expression du flux critique en conditions de saturation pour estimer le flux quand il y a un sous refroidissement ($T_{sat} - T_L$) :

$$\frac{\phi_{CHF}}{\phi_{CHF \text{ sat}}} = 1 + \frac{5.3 \cdot (T_{sat} - T_L)}{\rho_V \cdot h_{LV}} \cdot \sqrt{(\lambda \cdot c_p \cdot \rho)_L} \cdot \left[\frac{\sigma \cdot (\rho_L - \rho_V) \cdot g}{\rho_V^2} \right]^{1/8} \cdot \left[\frac{(\rho_L - \rho_V) \cdot g}{\sigma} \right]^{1/4} \quad (1.67)$$

Modèle de Haramura et Katto Le modèle de Haramura et Katto [37] est basé sur l'idée qu'aux forts flux de chaleur des petits jets de vapeur alimentés par les sites de nucléation, sur une surface horizontale chaude, apportent de la vapeur à une grosse bulle qui se détache lorsqu'elle atteint une taille suffisante, c'est-à-dire

lorsque la force d'Archimède devient plus importante que la force de masse ajoutée qui maintient la bulle à la paroi. La condition de flux critique est obtenue quand la macro couche de liquide sous la bulle s'évapore complètement avant le détachement de la bulle. L'épaisseur de la couche de liquide est prise égale à la longueur d'onde de l'instabilité de Rayleigh Taylor. La relation que Haramura et Katto trouvent pour une surface plane et infinie est la suivante [19] :

$$\frac{q_{CHF}}{\sqrt{\rho_V} \cdot h_{LV} \cdot (\sigma(\rho_L - \rho_V) \cdot g)^{1/4}} = \frac{0.131 \cdot q_{CHF}}{q_{CHF} \text{ Zuber}} \quad (1.68)$$

Le flux critique est alors exprimé de la manière suivante :

$$q_{CHF} = \left(\frac{\pi^4}{2^{11} \cdot 3^2} \right)^{1/16} \left(\frac{A_{jets}}{A_{tot}} \right)^{5/8} \left[1 - \left(\frac{A_{jets}}{A_{tot}} \right) \right]^{5/16} \left(\frac{\frac{\rho_L}{\rho_V} - 1}{\left[\frac{11}{16} \frac{\rho_L}{\rho_V} + 1 \right]^{3/5}} \right)^{5/16} \cdot Z \quad (1.69)$$

où :

$$Z = \rho_V \cdot h_{LV} \cdot \left[\frac{\sigma \cdot (\rho_L - \rho_V) \cdot g}{\rho_V^2} \right]^{1/4}$$

comme on trouve dans l'équation 1.66. La relation de Haramura et Katto est en accord avec celle de Zuber (équ. 1.66) si le rapport de la section des jets de vapeur sur la surface totale est choisi selon l'expression 1.70 :

$$\left(\frac{A_{jets}}{A_{tot}} \right) = 0.584 \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.2} \quad (1.70)$$

Le flux critique ne dépend toujours que des propriétés du fluide, sans considérer géométrie et condition de surface. En outre, dans ce modèle l'épaisseur du film sous les grosses bulles est supposée très mince alors que les visualisations montrent que ces bulles sont alimentés par des jets gros et longs, suggérant ainsi que la couche soit ainsi constamment renouvelée. Ceci met en doute ce modèle, même s'il se trouve qu'il a un bon accord avec les données expérimentales pour l'eau mais aussi pour les réfrigérants.

Crise d'ébullition en présence d'un écoulement

Il est intéressant de présenter aussi des équations qui permettent d'évaluer le flux critique quand il y a un écoulement interne (tube ou canal). Lorsque le flux de chaleur est très important à la paroi et lorsque le liquide est sous refroidi ou le titre massique très faible, la transition correspond à un changement sur les mécanismes d'ébullition (*DNB*, « departure from nucleate boiling »). On est dans des conditions de « bubbly » ou « slug flow » (fig. 1.2(a)), c'est-à-dire il y a des bulles ou des poches de vapeur et on observe brutalement la formation d'un film de vapeur à la paroi.

À flux de chaleur modéré et quand le titre est élevé, la transition correspond à la vaporisation du liquide qui couvre les parois (écoulement annulaire) [19]. On parle alors d'assèchement ou de « dryout ».

Si on considère le cas du *DNB*, trois mécanismes peuvent être identifiés, selon Tong et Hewitt [67] (fig. 1.20) :

- L'évaporation de la couche du liquide à la paroi, s'il y a un sous refroidissement ou le titre est réduit. Avant que la bulle se détache de la paroi, le liquide en dessous se vaporise (fig. 1.20, « a »).

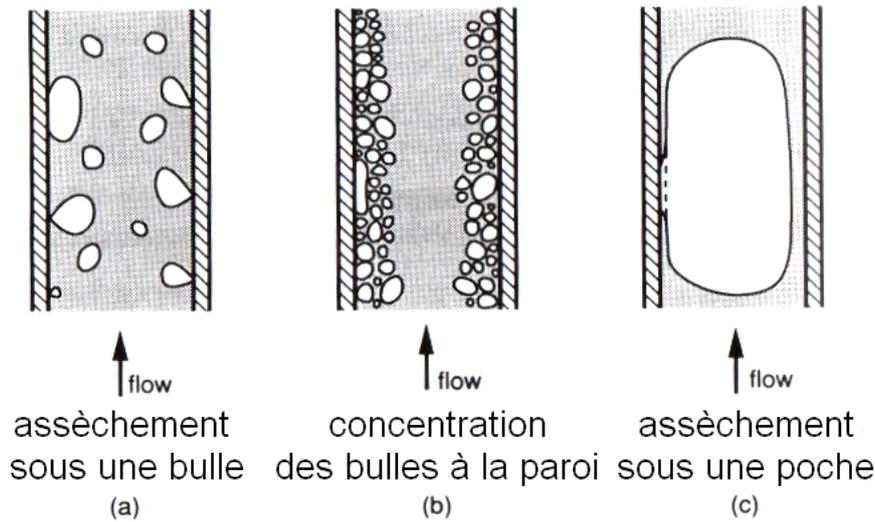


FIGURE 1.20 – Mécanismes de *DNB* d'après Tong et Hewitt [19].

- Si le sous refroidissement n'est pas trop élevé, les bulles sont concentrées dans la couche près de la paroi. Leur nombre s'accroît et à un certain moment le liquide ne peut plus toucher la paroi (fig. 1.20, « b »).
- Si le liquide est saturé, si le titre est réduit et si le flux est suffisant, la paroi a une température plus élevée que celle nécessaire à établir un film de vapeur. Donc, le liquide se vaporise dès qu'il touche la paroi (fig. 1.20, « c »).

Le mécanisme n'est pas bien compris et il existe une très large collection de valeurs de flux critique dans la littérature qui montre que ce flux est influencé par le débit massique, la pression, le diamètre du tube, la distance de l'entrée et le sous refroidissement.

Le « dryout » est associé à des conditions de saturation et à des titres élevés et sa prédiction vient des équations de transport et de conservation entre les phases vapeur et liquide. Whalley et coll. ont adopté une approche analytique basé sur ces équations, afin de déterminer comment prédire le flux critique pour différentes géométries [19].

Pour des conditions de convection forcée, les corrélations de la littérature peuvent être divisées en deux catégories : celles qui ne se réfèrent pas aux mécanismes physiques mais qui se limitent à grouper les variables indépendantes et celles qui tiennent compte des phénomènes thermo et hydrodynamique. Parmi celles du premier groupe, on trouve la corrélation de Macbeth et coll. [26], qui mérite d'être mentionnée car elle a un domaine de validité très large et donne une bonne correspondance au moins avec le cas de tubes chauffés uniformément. Le flux critique est exprimé comme :

$$\phi_{CHF} = \frac{A - B \cdot x(z) \cdot h_{LV}}{\left(1 - \frac{4 \cdot B \cdot z}{D \cdot \dot{m}}\right)} \quad (1.71)$$

Dans l'expression, \dot{m} est le flux massique ($[kg/(m^2s)]$), $x(z)$ est le titre massique, $\dot{M}_V/(\dot{M}_V + \dot{M}_L)$, qui dépend de la coordonnée axiale z , et D est le diamètre. Les deux valeurs A et B sont fonctions de la pression, du débit spécifique \dot{m} , du diamètre et de la coordonnée z . Si on considère la relation de linéarité entre le flux

et le titre x on peut ré écrire :

$$\phi_{CHF} = \frac{\tilde{A} - D \cdot x(z) \cdot h_{LV} \cdot \dot{m}/4}{\tilde{C}} \quad (1.72)$$

\tilde{A} et \tilde{C} peuvent être calculées pour l'eau selon les expressions utilisées par Bowring [26], mais il n'y a pas d'informations sur les autres fluides.

Une corrélation plus générale est celle de Katto et Ohno [41]. Cette corrélation est fonction du rapport entre la densité de la vapeur et du liquide, du nombre de Weber $We = \frac{\dot{m}^2 \cdot L}{\rho_L \cdot \sigma}$ et du rapport D/L . Il s'agit d'un algorithme qui consiste à évaluer un flux q_{co} (détails dans le livre de Carey [19], page 534). L'expression finale est :

$$q_{CHF} = q_{co} \cdot \left[1 + K \cdot \frac{\tilde{h}_{sat} - \tilde{h}_i}{h_{LV}} \right] \quad (1.73)$$

K et q_{co} sont évalués dans l'algorithme. On trouve la différence entre l'enthalpie \tilde{h}_{sat} en conditions de saturation et l'enthalpie \tilde{h}_i initiale, d'entrée. La validité de cette corrélation est confirmée pour l'eau, les fluides R 12 et R 22, l'hélium liquide si le diamètre D est 1 cm environ et la longueur L est un mètre environ. En outre, la corrélation est valable pour $120 \leq \dot{m} \leq 2100 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$.

1.5.2 Crise d'ébullition en régime transitoire

Sans entrer dans les détails, on a vu que le flux critique peut être sensible au type d'ébullition qui se développe après l'obtention des conditions de nucléation. Pour des temps longs, le flux critique en régime transitoire apparaît après une phase d'ébullition nucléée classique et selon Berthoud [9], semble piloté par des considérations hydrodynamiques. Les valeurs obtenues sont en accord raisonnable avec la corrélation de Kutateladze - légèrement modifiée par Sakurai et coll. pour tenir compte des effets non linéaires liés aux forts sous refroidissement mais jusqu'à $\Delta T_{sub} < 40K$:

$$CHF_{sub} = CHF_{sat} \cdot \left[1 + 0.87 \cdot \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right)^{0.69} \cdot \left[\frac{c_p \cdot L \cdot \Delta T_{sub}}{h_{LV}} \right]^{1.5} \right] \quad (1.74)$$

$$CHF_{sat} = 0.17 \cdot \rho_V \cdot h_{LV} \cdot \left[\frac{\sigma \cdot (\rho_L - \rho_V) \cdot g}{\rho_V^2} \right]^{1/4} \quad (1.75)$$

Les études de Sakurai sont conduites avec différents fluides, éthanol, azote liquide et hélium liquide, avec des échauffements rapides qui vont de 20s, en conditions stationnaires, jusqu'à 5ms, donc en condition d'ébullition explosive, avec un élément (1.2mm de diamètre) horizontal. Les expériences sont en vase. Le but de ces expériences est de comprendre jusqu'à quel point l'effet du gaz dans le liquide est important pour déclencher l'ébullition : éthanol, azote liquide et hélium liquide sont très mouillants et le piégeage du gaz dans les cavités de paroi est presque inexistant. Pour l'eau, pour avoir des conditions similaires, une pré-pressurisation est nécessaire, grâce à laquelle Sakurai réduit considérablement la probabilité que la nucléation soit initiée par la présence de gaz dans le liquide. Sakurai utilise de l'eau déminéralisée déjà dégazée : il s'agit d'eau qui a été bouillie pendant une demi-heure dans le réservoir d'essai et dans le réservoir d'alimentation d'eau. Il n'y a aucune interface avec l'atmosphère. De plus, une haute pression (allant jusqu'à 50MPa) est appliquée pendant 3 minutes avant chaque essai, temps suffisant pour que les gaz dans les cavités se dissolvent dans l'eau en faisant disparaître les cavités activables. Les expériences sont conduites après le retour à pression normale

[59], [56], [9].

Les corrélations de Zuber (éq. 1.66), Dhir, Katto (éq. 1.69), et Sakurai (éq. 1.74), sont comparées pour des conditions typiques d'un réacteur nucléaire (vitesse du fluide de $5m/s$, sous refroidissement de $5K$, pression de $155bar$), sur la figure 1.21. Si on exclut la corrélation de Haramura et Katto (éq. 1.69), les autres sont relativement en bon accord.

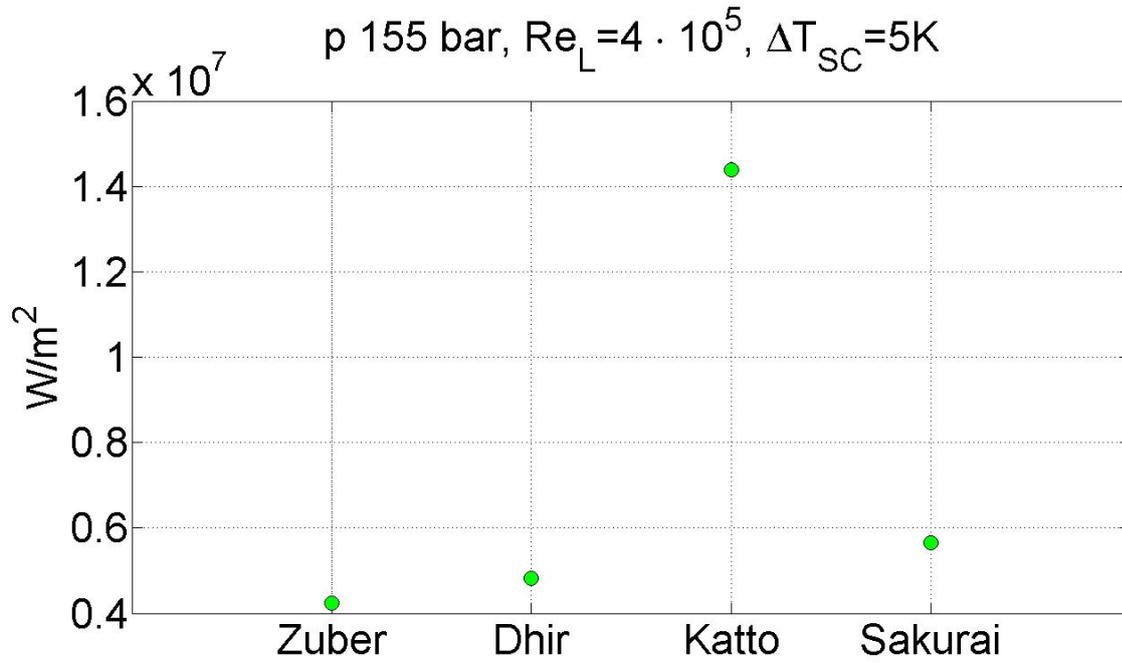


FIGURE 1.21 – Flux critique : comparaison des corrélations de Zuber, Dhir, Haramura et Katto et Sakurai.

Pour des régimes transitoires courts, le flux critique apparaît quasiment instantanément après l'apparition de la nucléation : on peut aussi avoir une transition directe entre le transfert thermique monophasique (conduction ou convection) et le régime d'ébullition en film, sans phase d'ébullition nucléée. C'est dans ce régime, dans les expériences de Sakurai, que pour les sous refroidissements supérieurs à $40K$ environ et les pressions supérieures à environ $5bar$, les flux critiques pouvaient devenir inférieurs à ceux obtenus en chauffage quasi permanent. Dans les autres cas pas pré pressurisés en transitoire, au contraire, le flux critique est plus élevé que ce qu'on a en régime permanent. Le rapport trouvé par Sakurai et coll. [56] est d'ordre trois ou quatre fois plus grand. Cet ordre de grandeur est aussi obtenu par Auracher et coll., quand le taux d'échauffement est de $50K/s$ [4]. Sur la figure 1.22, les données de Auracher sont tracées. Il est possible de trouver une expression qui correspond aux points expérimentaux, et qui est simplement fonction de la vitesse (un polynôme de degré deux).

Des études à vitesse de montée en température plus hautes (par exemple les études de Bessiron et coll. sur

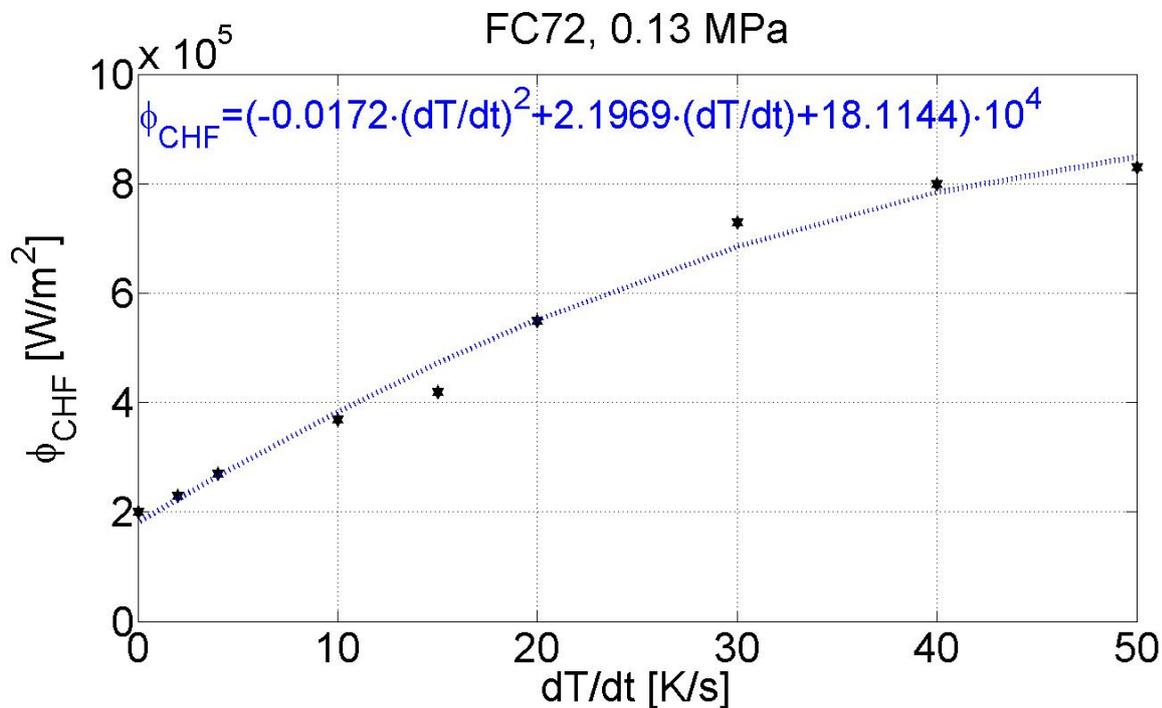


FIGURE 1.22 – Flux critique en fonction de la vitesse d'échauffement. Données de Auracher et coll. [4].

l'accident RIA [16]), de l'ordre de $10^4 K/s$, montrent que le flux critique peut être jusqu'à dix fois le flux stationnaire (fig. 1.23). Les points sur la figure 1.23 sont tracés grâce aux informations sur les temps caractéristiques présentés par Sugiyama et Fuketa [63] et aux températures maximales de la gaine présentées par Bessiron, Sugiyama et Fuketa [16], à titre d'exemple, pour le cas NSRR sans oxydation. Les tests sont effectués avec du combustible nucléaire.

La température maximale atteinte est $800K$, $1050K$ et $1200K$ respectivement pour les trois différentes enthalpies du combustibles considérées, et que le temps de montée est environ $0.1s$. On voit bien que la relation issue des données d'Auracher et coll. n'est pas valable. En tout cas, les informations qu'on peut trouver dans

la littérature [16], [63] ne permettent pas de tracer une courbe plus précise.

En outre, Auracher et coll. [4] trouve que la surchauffe à la paroi pendant la crise d'ébullition ne change pas

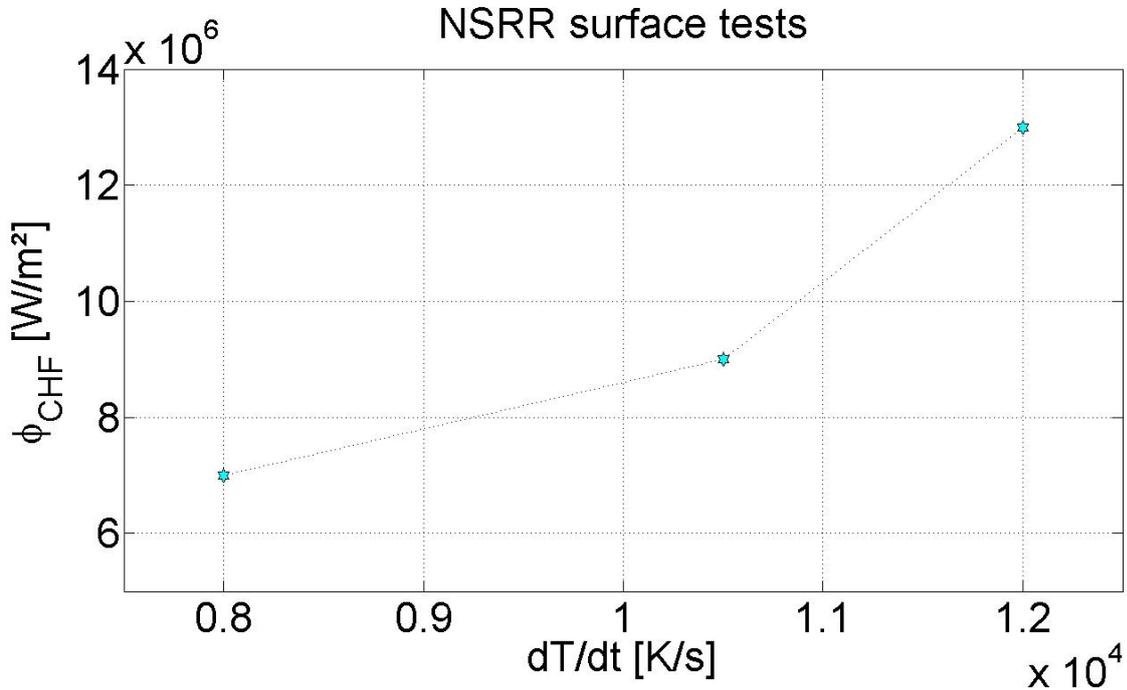


FIGURE 1.23 – Flux critique pour les tests de Bessiron, Sugiyama et Fuketa.

considérablement si la vitesse d'échauffement change, alors que Bessiron montre plutôt une dépendance. En fait, il trouve que, par exemple, un flux maximum de $10 MW/m^2$ est atteint à $T_{sat} + 20K$ et il mentionne que dans les études de Jackson et Derewnicki (1988) le flux est $50 MW/m^2$ à $T_{sat} + 60K$. La vitesse dans le premier cas est $10 kK/s$ et dans le deuxième $1 MK/s$.

1.5.3 Conclusion

En régime stationnaire et en vase, il y a deux modèles qui peuvent être utilisés et donnent des bonnes correspondances avec les valeurs expérimentales même avec les fluides réfrigérants : celui de Zuber et Kutateladze (éq. 1.66) et celui de Katto et Haramura (éq. 1.69). Le première semble bien représenter aussi les transitoires plus longs. Sakurai (éq. 1.74) et Zuber (éq. 1.67) donnent des expressions pour les cas sous refroidis aussi. Pour l'ébullition convective, il y a plusieurs expressions dans la littérature (par exemple le modèle de Macbeth (éq. 1.72) ou de Katto et Ohno (éq. 1.73). La dernière semble être adaptée aux fluides réfrigérants. On considérera donc les expressions les mieux adaptées pour comparer les flux évalués à nos expériences.

Pour les transitoires courts, on sait que la phase d'ébullition nucléée a une durée vraiment limitée et que la crise suit presque instantanément la phase de convection. La non-connaissance des mécanismes de déclenchement de l'ébullition concerne donc aussi la crise d'ébullition. Ce qui semble confirmé est que si la vitesse d'échauffement augmente, alors le flux critique augmente. On espère ici aussi donner des nouvelles informations sur les transferts thermiques. En outre, les flux critiques des expériences en régime transitoire pourront être comparés avec les résultats des expériences effectuées dans le cadre de l'étude du RIA ou par Auracher et coll.

1.6 Ébullition en film

Après la crise d'ébullition, le coefficient d'échange se dégrade. Normalement, en écoulement stationnaire, on peut avoir une phase transitoire appelée ébullition de transition juste après le point de flux maximum, quand la température est imposée. Ce régime est intrinsèquement instable et est caractérisé par la formation d'un film de vapeur avec le remouillage partiel et rapide de la paroi par du liquide. La création du film de vapeur qui se propage sur la surface, isole la paroi. Elle entraîne une augmentation de la température qui à son tour favorise la croissance du film de vapeur. L'équilibre est obtenu en quelques millisecondes lorsque le film de vapeur atteint une épaisseur qui équilibre les flux thermiques ; le phénomène est transitoire jusqu'à la température d'ébullition en film. Cette phase est suivie par l'ébullition en film, à laquelle on arrive directement par contre si le flux est imposé, en considérant le régime stationnaire. Le film de vapeur est stabilisé et le liquide ne vient pas remouiller la paroi de façon importante.

1.6.1 L'ébullition en film en régime stationnaire

Un fois le film établi, on parle de régime d'ébullition en film. Entre les modèles que l'on trouve dans la littérature, on va regarder en particulier ceux de Bromley et a celui de Berenson. Bromley [17] propose un modèle en analogie avec la théorie de la condensation en film laminaire, et il est classiquement utilisé pour des cylindres horizontaux. L'épaisseur du film est petite par rapport au diamètre du tube, et les échanges sont faits par conduction, uniquement, dans la couche de vapeur. Le profil de température est linéaire dans le film de vapeur. La vitesse de la vapeur est faible, l'écoulement laminaire stationnaire ; les propriétés sont évaluées pour la vapeur à une température moyenne $\frac{T_W + T_{sat}}{2}$, et pour le liquide à la température de saturation. T_W est la température constante à laquelle le cylindre est chauffé. Le coefficient d'échange moyenné sur la surface d'un cylindre de diamètre D est calculé par Bromley comme :

$$\bar{h} = 0.728 \cdot \left[\frac{\lambda_V^3 \cdot h_{LV} \cdot \rho_V (\rho_L - \rho_V) \cdot g}{\mu_V \cdot (T_W - T_{sat}) \cdot D} \right]^{1/4} \quad (1.76)$$

La constante 0.728 correspond à une condition limite de cisaillement nul à l'interface liquide-vapeur. Elle serait de 0.512 pour une vitesse interfaciale nulle. La constante que les mesures expérimentales donnent est 0.62. Lorsque dans la phase d'ébullition en film, les effets radiatifs deviennent importants, Bromley propose d'ajouter le terme radiatif :

$$h_{rad} = K_B \epsilon \left[\frac{(T_W^4 - T_{sat}^4)}{(T_W - T_{sat})} \right] \quad (1.77)$$

dans l'expression, ϵ est l'émissivité de la paroi et $K_B = 5.67 \cdot 10^{-8} \frac{W}{m^2 K^4}$ la constante de Boltzmann. Donc, si on reprend l'équation 1.76, finalement on aura $h_{TOT} = h_{rad} + \bar{h}$ [19]. Il faut noter que la composante radiative devient importante seulement si les températures de paroi sont très élevées, c'est-à-dire supérieures à 300°C. Dans notre étude, la paroi chauffée sera cylindrique mais verticale. Compte tenue de la faible épaisseur du film par rapport au rayon de courbure de la paroi, on pourra considérer la surface plane pour l'ébullition en film. Dans cette configuration, il est possible de partir des équations régissant l'écoulement de la vapeur, c'est-à-dire les équations de Navier Stokes bidimensionnelles, et le champ de température dans le film et de calculer le nombre de Nusselt, en négligeant les termes d'advection et convection. On considère une paroi verticale. z est la direction axiale et v la vitesse selon z . x est la direction perpendiculaire à la paroi et u la vitesse selon x .

À la paroi la température est la température de paroi et en $x = \delta$ le frottement est nul, δ étant l'épaisseur du film de vapeur. On pourrait considérer une vitesse d'écoulement pour adapter le modèle à un cas d'ébullition en convection forcée.

$$\begin{cases} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial v}{\partial x} = 0 \\ u \cdot \frac{\partial u}{\partial z} + v \cdot \frac{\partial v}{\partial x} = \nu_V \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{(\rho_L - \rho_V)g}{\rho_V} \\ u \cdot \frac{\partial T}{\partial z} + v \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha_V \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \end{cases}$$

Ce système devient, en négligeant les termes advectifs et convectifs :

$$\begin{cases} -\frac{(\rho_L - \rho_V)g}{\rho_V \nu_V} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} \\ 0 = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \end{cases}$$

Il est immédiat d'écrire :

$$\begin{cases} u(x) = \left[\frac{(\rho_L - \rho_V)g}{\rho_V \nu_V} \right] (\delta \cdot x - x^2/2) \\ T(x) = T_W + \frac{T_{sat} - T_W}{\delta} \cdot x \end{cases}$$

Si on fait un bilan d'enthalpie à l'interface liquide vapeur, sachant que le transfert de masse à l'interface entre liquide et vapeur est associé à un changement de phase, on trouve :

$$\phi_V = h_{LV} \frac{d\dot{m}_V}{dz}$$

et ϕ_V est le flux passé par conduction dans le film de vapeur : $\phi_V = \lambda_V \frac{\partial T}{\partial x}$ à $x = \delta$. Si on intègre, on peut exprimer l'épaisseur δ comme :

$$\delta^4 = \frac{\lambda_V (T_W - T_{sat}) 4 \nu_V z}{h_{LV} g (\rho_V - \rho_L)}$$

Le coefficient d'échange thermique h est le rapport λ_V/δ et il est donc fonction de la coordonnée axiale z . Une fois intégré sur la longueur chauffée, L , l'expression devient :

$$h = \frac{4}{3} \left[\frac{\lambda_V^3 h_{LV} g (\rho_V - \rho_L)}{4 (T_W - T_{sat}) \nu_V L} \right]^{1/4} \quad (1.78)$$

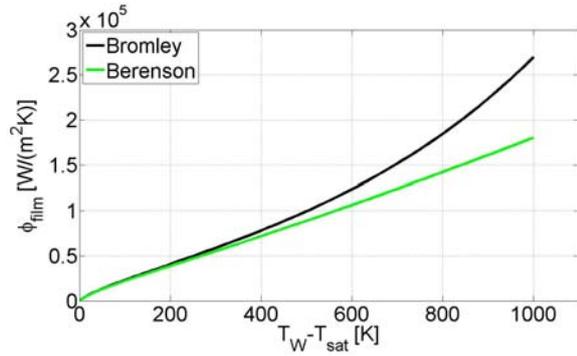
Cette expression est analogue à celle que Bromley propose.

Hsu et Westwater [19] proposent une autre relation pour le calcul du coefficient d'échange. Elle est issue d'une étude expérimentale de l'ébullition en film turbulent sur cylindre vertical :

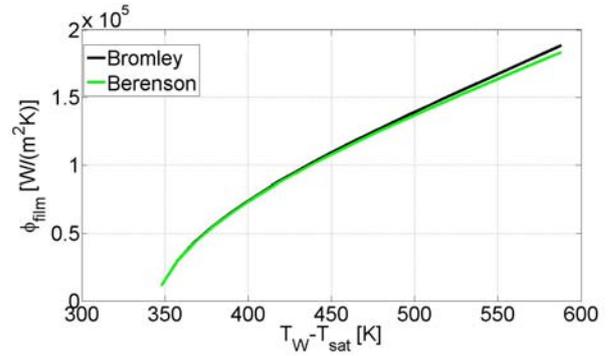
$$h = 0.002 Re_V^{0.6} \left(\frac{\mu_V^2}{\lambda_V \rho_V g (\rho_L - \rho_V)} \right)^{-1/3} \quad (1.79)$$

$Re_V = 4 \cdot \dot{m}_V / (\pi D \mu_V)$ et \dot{m}_V , qui est le flux massique de vapeur à la sortie de la partie chauffée, peut être calculé comme : $\dot{m}_V = (\phi \pi D L) / h_{LV}$, en fonction du flux ϕ . Cette expression n'est valable que pour Re_V compris entre 800 et 5000.

Berenson [8] propose une autre relation, utilisable sur plaques planes et horizontales, qui considère la théorie



(a) Corrélations à 1bar.



(b) Corrélations à 155bar.

FIGURE 1.24 – Corrélations de Bromley et Berenson en fonction de la surchauffe à la paroi.

de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz. L'ébullition en film est modélisée par Berenson en considérant que l'interface liquide vapeur est perturbée par une onde qui a une longueur d'onde bien déterminée. Le coefficient d'échange dans le film s'écrit :

$$\bar{h} = 0.425 \cdot \left[\frac{\lambda_V^3 \cdot h_{LV} \cdot \rho_V (\rho_L - \rho_V) \cdot g}{\mu_V \cdot (T_W - T_{sat})} \sqrt{\frac{g \cdot (\rho_L - \rho_V)}{\sigma}} \right]^{1/4} \quad (1.80)$$

σ est la tension superficielle.

La figure suivante 1.24 montre une comparaison des corrélations de Bromley et Berenson pour l'eau à pression atmosphérique et à 155bar. Les propriétés de l'eau sont évaluées aux différentes températures de paroi. Il faut remarquer que la première partie de la corrélation 1.80 est exactement comme dans l'expression 1.77. Le diamètre est substitué par la longueur capillaire [19] :

$$\sqrt{\frac{\sigma}{g \cdot (\rho_L - \rho_V)}}$$

Enfin, Meduri, Warriar et Dhir [50] donnent aussi une corrélation, qui permet d'évaluer les nombres de Nusselt en ébullition en film et qui fait suite aux études conduites en stationnaire sur une paroi verticale ($0.305m \times 3.175cm$) en convection forcée avec eau à pression atmosphérique. Elle est limitée à une plage de valeurs qui sont présentés juste après l'équation.

$$Nu = 11.97 \cdot \zeta^{-0.1} \cdot Ja_{sat}^{-0.25} (1 + 0.0067 Re^{0.5}) (1 + 46.68 Ja_{SC}) \quad (1.81)$$

Cette expression 1.81 est fonction :

- du nombre de Reynolds du liquide ;
- de la distance adimensionnelle $\zeta = z/L$, où z est la distance axiale et L la longueur chauffée considérée ;
- du nombre de Jacob : $Ja_{sat} = \frac{c_{pV} \Delta T_W}{h_{LV}}$ en fonction de la surchauffe de la paroi, et $Ja_{SC} = \frac{c_{p,L} \Delta T_{SC}}{h_{LV}}$, en fonction du sous refroidissement au coeur de l'écoulement du liquide.

La corrélation est valide pour un liquide sous refroidi en ébullition en film. En outre :

- $0 \leq Re \leq 6000$

- $0.175 \leq Ja_{sat} \leq 0.33$
- $0.01 \leq Ja_{SC} \leq 0.045$
- $0 \leq \zeta \leq 120$

Et en condition de saturation :

- $0 \leq Re \leq 6000$
- $0.11 \leq Ja_{sat} \leq 0.33$
- $0 \leq \zeta \leq 66$

La figure 1.25 montre le résultat de la corrélation pour différentes températures de paroi. Il faut noter que la gamme de paramètres où la corrélation est valable est très réduite. Or, si l'on compare les trois corrélations

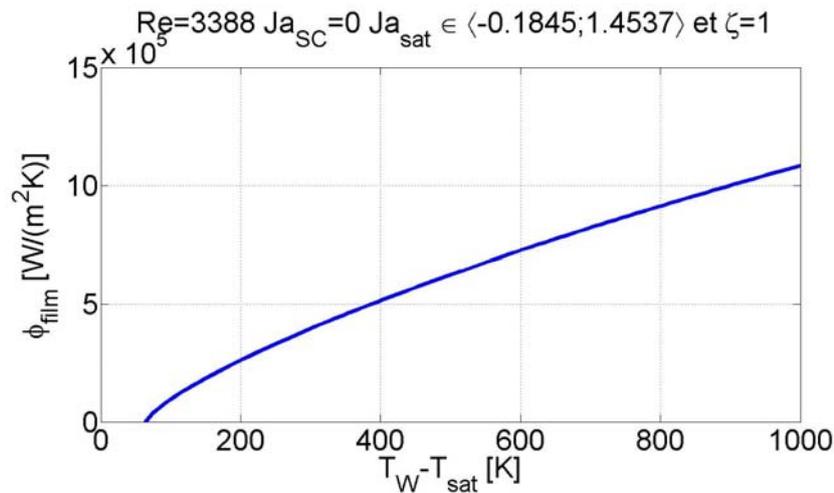


FIGURE 1.25 – Flux évalué avec la corrélation 1.81.

que l'on a présenté, on peut voir que les deux premières, c'est-à-dire, celle de Bromley et celle de Berenson, considèrent les propriétés du fluide, à la température de paroi, la gravité et un paramètre géométrique. Celle de Dhir semble être plus complète, car elle prend en compte en plus d'autres paramètres : le nombre de Reynolds du liquide, le sous refroidissement et la distance axiale. Son défaut est qu'elle ne couvre pas beaucoup de conditions.

1.6.2 Corrélations pour la température et le flux minimal de l'ébullition en film

Kirillov et Groeneveld [43] attestent qu'il y a deux théories pour prédire analytiquement la température minimale à laquelle on peut avoir ébullition en film. La première théorie lie la température minimale à celle du fluide, donc est fonction principalement de la pression (fonction de la thermodynamique). C'est le cas de l'équation suggérée par Sakurai, Hata et Shiotsu [58]. Selon eux, la température $T_{m,fb}$ est liée à la température de contact entre liquide et solide, température de l'équation 1.83. Or :

$$T_{m,fb} = (1 + R) \cdot T_{\diamond} - R \cdot T_{sat} \quad (1.82)$$

où $R = \frac{(\lambda \rho c_p)_L}{(\lambda \rho c_p)_{solide}}$ est donc le rapport des effusivités thermiques au carré de la paroi et du liquide. Et :

$$T_{\diamond} = 0.92 T_C [1 - 0.26 \exp(-20p/p_C \cdot (1 + 1700/p_C)^{-1})] \quad (1.83)$$

où l'indice C signifie critique [58]. La température ainsi évaluée est fonction de la pression.

On peut en alternative calculer la température de Leidenfrost pour connaître le point du film stable. Selon Spiegler et coll. [62] la température de Leidenfrost peut être évaluée à partir de la température critique T_C comme $T_{Leid} = 27/32 \cdot T_C$.

La deuxième théorie lie le flux minimum aux instabilités hydrodynamiques à l'interface liquide-vapeur. Elle est donnée en fonction de la vitesse, la densité, la viscosité et la tension surface. Par exemple, Zuber [73] postule que la condition de minimum de flux thermique correspond à la condition limite à laquelle la vapeur est produite suffisamment rapidement pour compenser l'effondrement du film. Au flux minimum, il considère que la fréquence de détachement des bulles de vapeur minimale est celle de l'instabilité de Rayleigh Taylor, pour compenser le collapse. À partir des données expérimentales, il donne une expression de ce flux de chaleur :

$$q_{min} = C \cdot \rho_V \cdot h_{LV} \cdot \left[\frac{g\sigma(\rho_L - \rho_V)}{(\rho_L + \rho_V)^2} \right]^{1/4} \quad (1.84)$$

La constante de proportionnalité (C) est 0.35 pour Zuber, mais Berenson [8] propose 0.09 comme valeur plus cohérente avec les données expérimentales. Lienhard et Wong [48] substituent la constante dans l'expression 1.85 en obtenant une expression pour les cylindres horizontaux :

$$C = 0.515 \cdot \left[\frac{18}{(R/L_b)^2 \cdot (2 \cdot (R/L_b)^2 + 1)} \right]^{1/4} \quad (1.85)$$

où R est le rayon du cylindre et L_b la longueur capillaire $\left[\frac{\sigma}{g(\rho_L - \rho_V)} \right]^{1/2}$ [19].

1.6.3 Transitoires rapides

La connaissance du passage à l'ébullition en film et du régime d'ébullition en film stable est très réduite. Néanmoins, dans le cas de transitoires rapides, Kirillov et Groeneveld trouvent que la transition est plutôt contrôlée thermodynamiquement [43].

Des études intéressantes ont été conduites par A. Sakurai, Shiotsu, Hata [57] afin de caractériser cette partie de transition de la courbe d'ébullition en transitoire. Ils se réfèrent à des expériences en eau stagnante à une pression entre 100 et 400kPa sur le collapse du film de vapeur. Ils proposent une corrélation (la suivante, éq. 1.86) basée sur leurs données ($\pm 5\%$) pour décrire la phase d'ébullition post crise si le régime est transitoire. On retrouve les mêmes paramètres que dans le cas du régime stationnaire.

$$Nu = K \cdot \left\{ Gr \cdot Pr_V \cdot \left[\frac{h_{LV}^\circ}{c_{pV} \cdot \Delta T_{SC}} \right] \right\}^{0.228} \quad (1.86)$$

La chaleur latente s'écrit ici comme une chaleur latente effective intégrant la surchauffe de la vapeur $\Delta T_V = T_V - T_{sat}$:

$$h_{LV}^\circ = h_{LV} + 0.5 \cdot c_{pV} \cdot \Delta T_V$$

Donc on retrouve le nombre de Jacob : $Ja = \left(\frac{c_{pL} \cdot (T_L - T_{sat})}{h_{LV}} \right)$. K dépend du diamètre adimensionnel, $D^+ = \frac{D}{\sqrt{\sigma/(g(\rho_L - \rho_V))}}$:

- 0.75 si $D^+ \geq 0.95$
- $0.743 \cdot D^{+ -0.19}$ si $D^+ < 0.95$

Il faut observer que les essais de Sakurai et coll. [57] sont des essais de remouillage de la paroi.

1.6.4 Conclusions

L'ébullition en film suit la crise d'ébullition lorsqu'on contrôle le flux. Il n'y a pas de phase de transition. C'est le cas de nos expériences. Des modèles de prédiction du flux ont été présentés et ils seront utilisés pour comparer aux expériences. Il est en outre possible d'estimer le flux minimum d'ébullition en film, qui devrait être plus bas si on ne passe pas par la phase de transition, et la température au delà de laquelle on a un film de vapeur stable. Les mécanismes des régimes transitoires restent, encore une fois, peu connus.

1.7 Nombres adimensionnels caractéristiques de l'ébullition

1.7.1 Théorème de Vashy-Buckingham

Dans les corrélations pour les différentes phases de l'ébullition, des nombres adimensionnels apparaissent. Ces nombres peuvent être considérés pour caractériser l'ébullition et permettent aussi d'établir des conditions de similitude qui seront utilisées dans le dimensionnement de notre expérience. On rappelle, d'après le théorème de Vashi-Buckingham, que si on a un nombre N de variables caractéristiques du problème (propriétés physiques, paramètres d'essais, etc.) et un nombre M de dimensions basiques (temps, masse, longueur, \dots) dont les variables dépendent, alors on peut grouper les variables en $N - M$ nombres adimensionnels indépendants qui représenteront le phénomène.

Les variables indépendantes qui sont à prendre en compte dans les phénomènes d'ébullition sont les propriétés physiques du fluide et de la vapeur, les conditions thermodynamiques (pression et température), les propriétés physiques de la paroi et son état (température ou flux imposé), la gravité, des paramètres géométriques comme les échelles de longueur caractéristiques de la paroi et de l'écoulement, une échelle de vitesse.

Les propriétés physiques du fluide sont : les densités du liquide et de la vapeur (ρ_L, ρ_V), leurs conductivités thermiques (λ_L, λ_V) et chaleurs spécifiques ($c_{p,L}, c_{p,V}$), leurs viscosités dynamiques (μ_L, μ_V), la chaleur latente de vaporisation (h_{LV}) et la tension de surface (σ). Du moment qu'on ne change pas la pression et que les propriétés du fluide ne sont pas affectées par ce paramètre, on décide de ne pas compter la pression dans cette liste. En outre, on considère que la vapeur est à température de saturation. On décide de ne pas considérer l'angle de contact, même s'il est important pour le détachement des bulles et dans la phase de déclenchement d'ébullition.

Les propriétés de la paroi sont la densité de la paroi (ρ_W), la chaleur spécifique ($c_{p,W}$) et la conductivité thermique (λ_W). La densité et la chaleur spécifique ne seront pas considérées séparément mais par leur produit, la capacité thermique volumique de la paroi C_W en $[J/(m^3K)]$. On fait l'hypothèse que les propriétés de la paroi ne varient pas avec les changements de température. Pour l'état de la paroi, il faut souligner que, dans notre cas, on connaît le flux ϕ sortant de la paroi vers le liquide parce que l'on impose une génération interne de chaleur dans la paroi. Grâce aux mesures de température de paroi (on connaît donc T_W), on est capable de calculer le flux. Il faut noter que flux et température ne sont pas indépendants. On décide de les garder tous les deux notamment dans les adimensionnalisations, ce qui conduira à un nombre adimensionnel supplémentaire les liants (nombre de Nusselt).

L'échelle de vitesse est donnée par le débit massique \dot{m} d'entrée et les températures caractéristiques sont celle du liquide (T_L), et la température de saturation à laquelle est la vapeur (T_{sat}). Enfin, il y a les dimensions caractéristiques, le diamètre du tube D et l'épaisseur de la paroi ep . On peut éventuellement choisir une deuxième échelle de longueur pour la longueur chauffée de la paroi. On décide ici de ne pas en tenir compte, car l'analyse sera faite à une côte z du tube. On considère enfin la gravité g .

On est donc face à un problème à 20 variables :

$$f(\rho_V, \lambda_V, \mu_V, c_{p,V}, \rho_L, \lambda_L, \mu_L, c_{p,L}, h_{LV}, \sigma, \lambda_W, C_W, \dot{m}, g, \phi, T_W, T_L, T_{sat}, D, ep) = 0 \quad (1.87)$$

Ces variables dépendent de 4 des sept unités de base du système international, qui représentent des grandeurs physiques indépendantes : m , c'est-à-dire l'unité de longueur, kg , c'est-à-dire l'unité de masse, s , c'est-à-dire l'unité de temps, K , c'est-à-dire l'unité de température.

Pour le théorème de Vaschy-Buckingham, donc, on peut identifier $20 - 4 = 16$ variables sans dimensions caractérisant le problème. Ces groupes adimensionnels seront choisis parmi ceux qui émergent de l'adimension-

nalisation des équations de conservation et de transferts pariétaux et interfaciaux, de quantité de mouvement, énergie et masse, qui seront présentées par la suite.

1.7.2 Équations fondamentales

On va considérer maintenant les équations fondamentales entrant en jeu pour le transfert de chaleur dans un fluide diphasique, les équations de conservation de la masse, de bilan de quantité de mouvement et de conservation de l'énergie totale. Ces équations, présentées dans la suite (plus de détails sont donnés par Collier et coll. [26] et Lahey [45]), sont intégrées dans la section de la conduite, la direction z étant la direction privilégiée de l'écoulement. On considère en particulier un volume de contrôle comme présenté sur la figure 1.26. On pourrait utiliser les équations locales mais on a décidé de considérer celles intégrées car elles présentent des grandeurs macroscopiques (débit, pression, etc.) et sont à la base des modèles d'ébullition présentés.

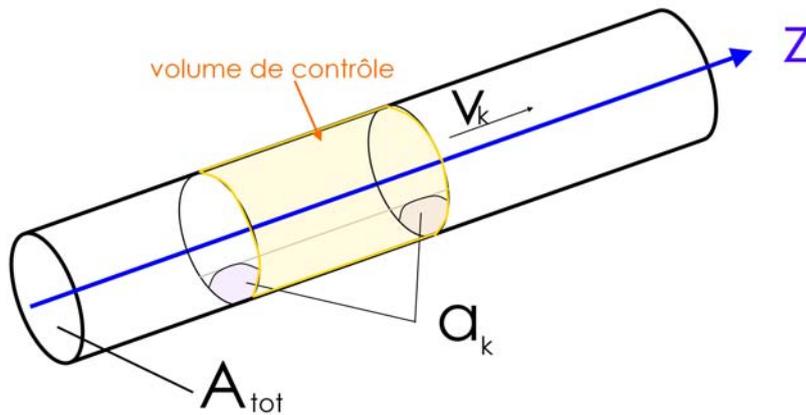


FIGURE 1.26 – Schéma du volume de contrôle.

Equations pour chaque phase

Conservation de la masse On utilise ici k pour indiquer les phases liquide ou vapeur ($k = V$ ou $k = L$). On définit la fraction volumique, ou taux de vide, d'une phase k a_k comme le rapport entre la surface occupée par la phase et la section de passage totale, A_k/A_{tot} , où $A_{tot} = A_L + A_V$. Dans notre cas, il s'agit d'une fraction surfacique car on est dans une situation bidimensionnelle. Il faut rappeler qu'il est aussi possible de se référer au titre massique x de la phase k , qui représente la fraction du débit de la phase k , $\dot{M}_k/(\dot{M}_V + \dot{M}_L)$.

De plus, on définit Γ_k le transfert de masse sortant de la phase k à travers l'interface ($[kg/(m^3s)]$) et v_k la vitesse de la phase k moyennée sur la surface A_k , dans la direction de l'écoulement. v_k peut être exprimée comme :

$$v_k = \dot{M}_k / (A_{tot} \rho_k a_k) = \dot{M}_{tot} x_k / (A_{tot} \rho_k a_k) = m_{tot} \dot{x}_k / (\rho_k a_k) \quad (1.88)$$

Le terme \dot{M} est le débit massique en $\left[\frac{kg}{s}\right]$ alors que \dot{m} est le débit massique spécifique (flux massique) en $\left[\frac{kg}{sm^2}\right]$ (voir fig. 1.26).

L'équation de conservation de la masse s'il n'y a pas perte ou gain de masse latéralement par la paroi du tube, s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho_k a_k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_k a_k v_k)}{\partial z} = \Gamma_k \quad (1.89)$$

La variation temporelle de la masse dans le volume de contrôle est due au mouvement de masse entrante et sortante du volume (terme advectif $\approx v_k$) et à la quantité de masse qui change de phase (Γ_k).

Conservation de la quantité de mouvement La variation de la quantité de mouvement dans un volume de contrôle est égale à la somme des efforts appliqués. Les forces en jeu sont des forces de volume (gravité), des contraintes de pression, des contraintes visqueuses à la paroi ou à l'interface, ou des efforts liés au transfert de masse à travers l'interface. Pour la phase k le bilan alors s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho_k a_k v_k)}{\partial t} + C_k \frac{\partial(\rho_k a_k v_k^2)}{\partial z} + a_k \frac{\partial p}{\partial z} - \tau_{W,k} \frac{per_{W,k}}{A_{tot}} - \tau_{i,k} \frac{per_{i,k}}{A_{tot}} + a_k \rho_k g - \Gamma_k v_i = 0 \quad (1.90)$$

Dans l'expression 1.90 on a :

- p pression moyenne dans la section A_{tot} du tube,
- $\tau_{W,k}$ frottement pariétal sur le périmètre mouillé de la phase k , appelé $per_{W,k}$,
- $\tau_{i,k}$ frottement interfacial sur le périmètre de l'interface, appelé $per_{i,k}$,
- v_i vitesse de l'interface dans le sens de l'écoulement,
- C_k coefficient qui apparaît lorsqu'on moyenne le bilan de quantité de mouvement sur la surface occupée par chaque phase. Pour des écoulements turbulents, où le profil de vitesse est plat, ce coefficient peut être approximé à l'unité.

Conservation de l'énergie L'enthalpie totale de la phase k est la somme de l'enthalpie \tilde{h}_k et de l'énergie cinétique : $\tilde{h}_{tot,k} = \tilde{h}_k + v_k^2/2$. L'équation de conservation de l'énergie, en utilisant l'enthalpie totale, s'écrit :

$$\frac{\partial(\rho_k a_k \tilde{h}_{k,tot})}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_k a_k v_k \tilde{h}_{k,tot})}{\partial z} - a_k \frac{\partial p}{\partial z} - \phi_{W,k} \frac{per_{W,k}}{A_{tot}} - \phi_{i,k} \frac{per_{i,k}}{A_{tot}} - \frac{\Gamma_k \tilde{h}_{k,tot,sat}}{A_{tot}} - \Xi - a_k \rho_k g v_k = 0 \quad (1.91)$$

Le terme Ξ exprime la puissance due aux frottements à l'interface et est généralement négligé. $\phi_{W,k}$ est le transfert de chaleur entre la phase k et la paroi, $\phi_{i,k}$ est le transfert de chaleur apporté à l'interface par la phase k et $\tilde{h}_{k,tot,sat}$ l'enthalpie totale à saturation de la phase k . La variation d'enthalpie totale de la phase k dans le temps correspond à l'enthalpie amenée par advection ($\approx v_k \tilde{h}_{k,tot}$), aux flux de chaleur qui rentrent dans la phase à partir de la paroi et de l'interface (termes ϕ), à l'énergie associée à la masse qui change de phase $\approx \Gamma_k$, au travail dû aux changements de pression ($\approx \partial p$), aux forces volumiques ($\approx g$), et à la chaleur liée aux frottements à l'interface (terme Ξ).

Équations à l'interface

Les équations de bilan à l'interface sont :

Conservation de la masse

$$\Gamma_L + \Gamma_V = 0 \quad (1.92)$$

La somme des transferts de masse à l'interface est nulle : ce qui rentre dans une phase, sort de l'autre.

Conservation de la quantité de mouvement

$$\tau_{i,L} + \tau_{i,V} = 0 \quad (1.93)$$

Les contraintes de frottement interfaciales sont égales et opposées dans le liquide et dans la vapeur à l'interface.

Conservation de l'enthalpie totale

$$(\phi_{i,L} + \phi_{i,V}) \cdot \frac{per_{i,k}}{A_{tot}} - \frac{h_{LV}\Gamma_L}{A_{tot}} = 0 \quad (1.94)$$

La variation d'énergie associée au changement de phase du fluide $\frac{h_{LV}\Gamma_L}{A_{tot}}$ correspond au flux de chaleur interfacial, apporté par le liquide et la vapeur à l'interface. Le transfert de masse à l'interface entre liquide et vapeur est associé à un changement de phase et donc il est couplé avec le transfert thermique nécessaire à compenser la chaleur latente.

Formes adimensionnelles

Il est possible d'écrire les équations de conservation sous une forme adimensionnelle. Il faut définir des échelles caractéristiques. On a donc :

- $z^+ = z/D$, où D est le diamètre pour un écoulement en tube.
- $v^+ = v/v_{0k}$, où v_{0k} est la vitesse de l'écoulement monophasique de densité ρ_k , avec un débit massique spécifique \dot{m} : $v_{0k} = \dot{m}/\rho_k$.
- $t^+ = t/(D/v_{0k})$.
- $\Gamma^+ = \Gamma/(D/(\rho_k v_{0k}))$ (Γ est en $[kg/(m^3 s)]$).
- $\tau_k^+ = \tau_k/(\mu_k v_{0k}/D)$, où μ_k est la viscosité de la phase.
- $p_k^+ = p_k/(\rho_k v_{0k}^2)$.
- $\frac{per_{W,k}^+}{A_{tot}^+} = \frac{per_{W,k}}{A_{tot}} \cdot \frac{1}{D}$.
- $\tilde{h}_{k,tot}^+ = \tilde{h}_{k,tot}/h_{LV}$.
- $\phi^+ = \phi/\phi_W$, où le flux ϕ_W est le flux échangé entre paroi et fluide.

Conservation de la masse L'expression 1.89 devient :

$$\frac{\partial(a_k)}{\partial t^+} + \frac{\partial(a_k v_k^+)}{\partial z^+} + \Gamma^+ = 0 \quad (1.95)$$

Dans l'expression 1.89 la densité ρ_k est considérée constante.

Conservation de la masse à l'interface À l'interface on a :

$$\Gamma_L^+ + \Gamma_V^+ = 0 \quad (1.96)$$

Conservation de la quantité de mouvement

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(a_k v_k^+)}{\partial t} + C_k \frac{\partial(a_k v_k^{2+})}{\partial z^+} + a_k \frac{\partial p^+}{\partial z^+} - \\ & - \left(\tau_{W,k}^+ \frac{per_{W,k}^+}{A_{tot}^+} + \tau_{i,k}^+ \frac{per_{i,k}^+}{A_{tot}^+} \right) \cdot \left[\frac{\mu_k}{D v_{0k} \rho_k} \right] + a_k \frac{gD}{v_{0k}^2} - \Gamma_k^+ v_i^+ = 0 \end{aligned} \quad (1.97)$$

Il est possible de reconnaître des nombres adimensionnels. On trouve le nombre de Froude, $Fr = \frac{v^2}{gD}$, qui est le rapport entre la force inertielle et gravitationnelle et le nombre de Reynolds, $\frac{\rho v D}{\mu}$, rapport des forces d'inertie et visqueuses.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(a_k v_k^+)}{\partial t} + C_k \frac{\partial(a_k v_k^{2+})}{\partial z^+} + a_k \frac{\partial p^+}{\partial z^+} - \\ & - \left(\tau_{W,k}^+ \frac{per_{W,k}^+}{A_{tot}^+} + \tau_{i,k}^+ \frac{per_{i,k}^+}{A_{tot}^+} \right) \cdot \frac{1}{Re_k} + \frac{a_k \rho_k^+}{Fr_k} - \Gamma_k^+ v_i^+ = 0 \end{aligned} \quad (1.98)$$

Conservation de la quantité de mouvement à l'interface

$$\tau_{i,L}^+ + \tau_{i,V}^+ \cdot \frac{\mu_V}{\mu_L} = 0 \quad (1.99)$$

Conservation de l'enthalpie totale On ne considère pas le terme Ξ . En outre, la densité de la phase k est considérée comme constante.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(a_k \tilde{h}_{k,tot}^+)}{\partial t^+} + \frac{\partial(a_k v_k^+ \tilde{h}_{k,tot}^+)}{\partial z^+} - a_k \frac{\partial p^+}{\partial t^+} \left[\frac{v_{0k}^2}{h_{LV}} \right] - \\ & - \left[\phi_{W,k}^+ \frac{per_{W,k}^+}{A_{tot}^+} + \phi_{i,k}^+ \frac{per_{i,k}^+}{A_{tot}^+} \right] \left(\frac{\phi_W}{\dot{m} h_{LV}} \right) - \Gamma_k^+ \tilde{h}_{k,tot,sat}^+ - \frac{a_k g D v_k^+}{h_{LV}} = 0 \end{aligned} \quad (1.100)$$

Dans cette expression on peut faire ressortir quelques nombres adimensionnels :

- le nombre de Jakob : $Ja = \frac{c_p \cdot (T_W - T_{sat})}{h_{LV}}$, qui est le rapport entre la chaleur sensible et latente,
- le nombre d'Eckert : $Ec = \frac{v^2}{c_p (T_W - T_{sat})}$, qui est le rapport entre l'énergie cinétique et la différence d'enthalpie dans la couche limite,
- le nombre de Froude, $Fr = \frac{v^2}{gD}$, qui est le rapport entre la force inertielle et gravitationnelle,
- le nombre d'ébullition, $\frac{\phi_W}{\dot{m} h_{LV}}$, rapport du flux de chaleur à la paroi et du flux de chaleur associé à la complète évaporation du liquide.

Ainsi :

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(a_k \tilde{h}_{k,tot}^+)}{\partial t^+} + \frac{\partial(a_k^+ v_k^+ \tilde{h}_{k,tot}^+)}{\partial z^+} - a_k \frac{\partial p^+}{\partial t^+} \left[\frac{v_{0k}^2}{c_{p,k} \Delta T_W} \cdot \frac{c_{p,k} \Delta T_W}{h_{LV}} \right] - \\
& - \left[\phi_{W,k}^+ \frac{per_{W,k}^+}{A_{tot}^+} + \phi_{i,k}^+ \frac{per_{i,k}^+}{A_{tot}^+} \right] \left(\frac{\phi_W}{\dot{m} h_{LV}} \right) - \Gamma_k^+ \tilde{h}_{k,tot,sat}^+ - \\
& - a_k v_k^+ \cdot \frac{gD}{v_{0k}^2} \cdot \frac{v_{0k}^2}{C_{p,k} \Delta T_W} \cdot \frac{C_{p,k} \Delta T_W}{h_{LV}} = 0
\end{aligned} \tag{1.101}$$

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial(a_k \tilde{h}_{k,tot}^+)}{\partial t^+} + \frac{\partial(a_k^+ v_k^+ \tilde{h}_{k,tot}^+)}{\partial z^+} - a_k \frac{\partial p^+}{\partial t^+} [Ec_k \cdot Ja_k] - \\
& - \left[\phi_{W,k}^+ \frac{per_{W,k}^+}{A_{tot}^+} + \phi_{i,k}^+ \frac{per_{i,k}^+}{A_{tot}^+} \right] Bo - \Gamma_k^+ \tilde{h}_{k,tot,sat}^+ - \\
& - a_k v_k^+ \cdot \left[\frac{Ec_k}{Fr_k} \cdot Ja_k \right] = 0
\end{aligned} \tag{1.102}$$

Conservation de l'enthalpie totale à l'interface

$$\left(\phi_{i,L}^+ + \phi_{i,V}^+ \right) \cdot \frac{\phi_W}{\dot{m} h_{LV}} \cdot \frac{per_{i,k}^+}{A_{tot}^+} - \Gamma_L^+ = 0 \tag{1.103}$$

Dans cette expression on retrouve le nombre d'ébullition Bo :

$$\left(\phi_{i,L}^+ + \phi_{i,V}^+ \right) \cdot Bo \cdot \frac{per_{i,k}^+}{A_{tot}^+} - \Gamma_L^+ = 0 \tag{1.104}$$

Résolution du système

En utilisant les bilans interfaciaux pour réduire le nombre d'inconnues dans le problème, on a 6 équations de conservation et 6 variables principales : $a_V, v_L, v_V, p, \tilde{h}_{L,tot}, \tilde{h}_{V,tot}$ et 9 secondaires : Γ_L , les périmètres per_V, per_L , les frottements $\tau_{W,L}, \tau_{W,V}, \tau_{i,V}$ et les flux $\phi_{W,L}, \phi_{W,V}, \phi_{i,V}$. Les vitesses peuvent être écrites à partir du débit massique et de la fraction massique x (éq. 1.88) et du taux de vide a_k . Pour déterminer les variables secondaires, il faut écrire des lois de fermeture. Il s'agit de lois pour Γ_L , pour les périmètres et pour les frottements et de lois thermiques pour les flux.

Pour les lois dynamiques, on peut faire référence au livre de Collier [26], où différents modèles sont présentés. Dans les paragraphes précédents, on s'est principalement concentrés sur les lois de fermeture thermique.

Couplage paroi-fluide Pour le couplage entre paroi et fluide, on va considérer la configuration de notre étude. On a une paroi dans laquelle il existe une génération de chaleur g_{Gen} . On peut supposer que le problème est unidimensionnel, en ne regardant qu'une section de la paroi (fig. 1.27). La conduction se fait principalement dans la direction « x ». Il est donc possible d'écrire une équation de conduction (éq. 1.105) en supposant les propriétés physiques du solide constantes.

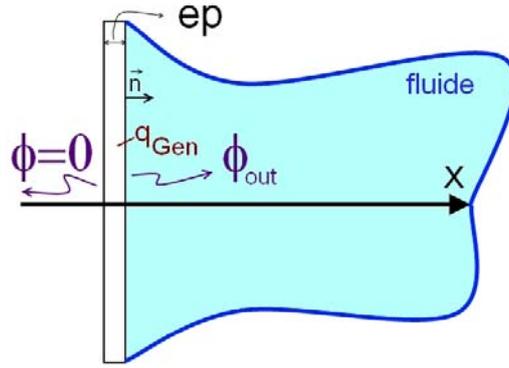


FIGURE 1.27 – Schéma pour l'équation de couplage paroi-fluide.

$$\rho_W c_{p,W} \left(\frac{\partial T_W}{\partial t} \right) = \lambda_W \nabla^2 T + q_{Gen}^{III} \quad (1.105)$$

q_{Gen}^{III} est la chaleur massique, en W/m^3 . Cette équation devient, pour un cas unidimensionnel et avec génération interne q_{Gen}^{III} :

$$\frac{\partial T_W}{\partial t} = \frac{\lambda_W}{\rho_W c_{p,W}} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{q_{Gen}^{III}}{\rho_W c_{p,W}} \quad (1.106)$$

Cette expression peut être adimensionnalisée :

$$\frac{\partial T_W^+}{\partial t^+} = \frac{\partial^2 T^+}{\partial x^{2+}} + \frac{q_{Gen}^{III} \cdot ep^2}{\lambda_W \Delta T_0} \quad (1.107)$$

Dans ce cas, la longueur de référence est l'épaisseur ep de la paroi et ΔT_0 la différence $T_0 - T_{sat}$, où $T_0 = T_{t=0,x}$ est la température du système à l'instant initial qu'on considère être différente de T_{sat} . La température adimensionnelle devient : $(T_W(x, t) - T_{sat})/\Delta T_0$. Le temps adimensionnel t^+ est appelé nombre de Fourier :

$$Fo = \frac{t\alpha}{L^2}$$

où L est une échelle de longueur, ep dans notre cas.

Le terme ep^2/α est le temps de diffusion de la chaleur dans l'épaisseur de la paroi. La génération de chaleur q_{Gen}^{III} est adimensionnalisée par le terme $\lambda_W \Delta T_0 / ep^2$ qui correspond à un flux de conduction dans la paroi.

On regarde maintenant les conditions aux limites. Côté fluide, le flux, qui est passé par conduction dans le solide, est transmis par convection : $\phi_{out} = -\lambda_W \frac{\partial T}{\partial \vec{n}}$, où \vec{n} est la normale à la surface orientée vers le fluide (fig. 1.27). Le flux sortant est égal au coefficient d'échange, multiplié par la différence de température entre la paroi et le fluide : $\phi_{OUT} = h/\Delta T$. On a donc, pour le cas 1D :

$$\phi_{out} = h(T_W(L, t) - T_L) = -\lambda_W \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{x=L}$$

Côté air libre, on a une condition d'adiabaticité : $0 = -\lambda_W \left. \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} \right|_{x=0}$. Cette expression peut être adimensionnalisée dans le cas présent par : $0 = \frac{\partial T^+}{\partial z^+}$. Pour le premier cas, l'équation non dimensionnelle est :

$$\frac{hep}{\lambda_W} |T^+|_{x=L} = - \left. \frac{\partial T^+}{\partial z^+} \right|_{x=L} \quad (1.108)$$

Ici, un nouveau nombre adimensionnel apparaît. C'est le nombre de Biot, qui est le rapport entre la résistance thermique dans le solide, liée à la conductivité, et la résistance dans le fluide, qui dépend du coefficient d'échange :

$$Bi = \frac{hL}{\lambda_W}$$

Il est possible de l'écrire directement avec le flux, en tenant compte que $\phi_{OUT}/\Delta T = h$.

L'échelle de longueur est dictée par la zone où il y a de la conduction ; dans notre cas c'est l'épaisseur, ep . Si le nombre de Biot est petit, $Bi < 0.1$, alors la résistance dans la paroi est négligeable et le corps peut être considéré à température uniforme.

Si on considère que cette condition est vérifiée, alors l'équation 1.106 peut être intégrée sur l'épaisseur du solide. En tenant compte qu'à la paroi en contact avec le fluide, le flux convectif enlève de la chaleur, on a :

$$\rho_W c_{p,W} ep \frac{\partial T_W}{\partial t} + \phi_{out} = q_{Gen}^{III} ep \quad (1.109)$$

Cette équation est celle qu'on doit retenir pour le couplage paroi/fluide. On a une source de chaleur interne, dans la paroi, et cette chaleur sert soit à augmenter l'énergie interne de la paroi ou passe vers le liquide. La forme adimensionnelle de l'équation 1.109 peut être obtenue si on adimensionnalise par un flux de chaleur transmis par conduction :

$$\frac{\partial T^+}{\partial Fo} + \frac{ep\phi_{out}}{\lambda_W(T_W - T_{sat})} = \frac{q_{Gen}^{III} + ep^2}{\lambda_W(T_W - T_{sat})} \quad (1.110)$$

1.7.3 Les nombres adimensionnels caractéristiques

On a vu que plusieurs nombres adimensionnels interviennent quand on écrit la forme non dimensionnelle des équations de conservation et les lois de fermeture. En particulier, on a trouvé les nombres suivants : Ja_k , Ec_k , Re_k , Fr_k , Bo et Bi . Ces nombres sont aussi présents dans les modélisations qu'on trouve dans la littérature, qui caractérisent les différentes phases de l'ébullition et qui sont des lois exprimant les transferts thermiques pariétaux. Par exemple le nombre de Jakob apparaît dans la relation de Rohsenow pour l'ébullition nucléée (éq. 1.44), ou dans la corrélation de Sakurai pour un fluide sous refroidi (éq. 1.74) ou le Bo et le Fr sont utilisés par Shah pour modéliser l'ébullition nucléée.

Les équations de bilan ne tiennent pas compte de toutes les variables caractéristiques (identifiées dans l'équation 1.87), mais il y en a qui n'interviennent que dans les lois de fermeture. C'est le cas de la tension de surface qui apparaît dans le phénomène de formation des bulles ou d'arrachage de gouttes et qui peut être prise en compte à travers un nombre de Weber. Les équations intégrées dans la section de la conduite avec égalité des pressions dans le liquide et dans la vapeur ne permettent pas de faire intervenir explicitement la tension de surface. Il aurait fallu pour cela travailler avec les équations locales. La tension de surface interviendra cependant au niveau des lois de fermeture sur les frottements interfaciaux ou sur le flux de chaleur. On peut observer que tous les nombres qui dépendent des propriétés du fluide existent pour le liquide et pour la vapeur. On a choisi de baser les nombres adimensionnels sur les propriétés du liquide et d'introduire le rapport entre les propriétés de la vapeur et du liquide.

L'application du théorème de Vashy-Buckingham permet d'identifier 16 variables adimensionnelles indépendantes pour représenter le problème. Parmi tous les nombres des équations et des lois de fermeture, on choisit les suivants :

- Le rapport des densités ρ_V/ρ_L .

- Le rapport des chaleurs spécifiques, $c_{p,V}/c_{p,L}$.
- Le rapport des conductivités thermiques λ_V/λ_L .
- Le rapport des viscosités μ_V/μ_L .
- Le rapport du carré des effusivités de paroi et liquide : $(\lambda_W C_W)/(\rho_L c_{p,L} \lambda_L)$.
- Le rapport de la conduction dans le fluide et dans la paroi à parité de différence de température : $(\lambda_L e_p)/(\lambda_W D)$.
- Le nombre de Prandtl du liquide, $(\mu_L c_{p,L})/\lambda_L$, rapport entre la diffusivité thermique et cinématique du liquide.
- Le nombre de Jakob, $(c_{p,L}(T_W - T_{sat}))/h_{LV}$, rapport entre chaleur latente et sensible.
- Le rapport de la différence de température liquide/saturation et de la différence de température entre paroi et liquide : $|(T_{sat} - T_L)/(T_W - T_{sat})|$.
- Le nombre de Froude, $(\dot{m}^2)/(gD\rho_L^2)$, rapport entre forces d’inertie et gravité.
- Le nombre de Reynolds, $(\dot{m}D)/\mu_L$, rapport entre forces d’inertie et forces de viscosité.
- Le nombre de Weber, $(\dot{m}^2 D)/(\rho_L \sigma)$. Le nombre de Weber tient normalement compte d’une longueur proportionnelle au diamètre des bulles, mais il peut être écrit à l’échelle de l’écoulement aussi. Il est le rapport des effets inertiels et de la tension de surface.
- Le nombre de Nusselt $(\phi D)/((T_W - T_{sat})\lambda_L)$.
- Le nombre d’Eckert, rapport entre l’énergie cinétique et l’énergie interne du liquide, $\dot{m}^2/(\rho_L^2 c_{p,L}(T_W - T_{sat}))$.
- Le nombre d’ébullition, $\phi/(\rho_L v h_{LV})$, rapport entre le flux de chaleur à la paroi et le flux nécessaire à une vaporisation complète du liquide.
- Le nombre de Biot, $(\phi e_p)/((T_W - T_{sat})\lambda_W)$, rapport entre résistance thermique de la paroi et du fluide.

Comme mentionné précédemment, flux et température ne sont pas indépendants : le nombre de Nusselt les lie :

$$Nu = \frac{\phi D}{(T_W - T_{sat})\lambda_L}$$

Les nombres adimensionnels qu’on a listés viennent de l’adimensionnalisation des équations de conservation et des lois de fermeture qui établissent le rapport entre le fluide et la paroi.

On utilisera les nombres qu’on a choisi au début de cette partie pour établir les conditions de travail en similitude. On gardera le nombre de Fourier aussi car, s’il est évalué pour le temps de chauffage t , il permet de comparer les tests rapides effectués par le passé avec nos expériences.

Le tableau suivant résume donc tous ces nombres qui jouent un rôle important dans la physique de l’ébullition. Ils sont évalués pour des conditions NSRR et REP des réacteurs nucléaires. Un écoulement de $4m/s$ est considéré, dans un tube de diamètre $11.77mm$, diamètre hydraulique réel dans un cœur de réacteur [13], et d’épaisseur $0.57mm$. Le matériau est un alliage, le « M5 », qui est un alliage Zircaloy4. Ses propriétés sont données par le « Fusion Technology Institute » [79] pour des températures en dessous de $50^\circ C$. Les caractéristiques utilisées pour les calculs viennent des dimensions réelles (plus de détails dans le document d’EDF [78]). Les propriétés du fluide sont évaluées à la température de saturation pour l’eau pressurisée à $155bar$ et à pression atmosphérique. La température du liquide T_L est de $20^\circ C$ pour le cas NSRR et de $280^\circ C$ pour le cas REP. La température de saturation est de $344.8^\circ C$ en pression et de $99.6^\circ C$ à pression atmosphérique. La température de paroi T_W est la température peu avant la crise d’ébullition des expériences PATRICIA, c’est-à-dire $700^\circ C$ [10], [11]. Le flux de référence est celui de la phase de montée en température des expériences PATRICIA : c’est de $3MW/m^2$ pour des conditions REP (PATRICIA-PWR « test 150065 » [11]) et de $10MW/m^2$ pour des tests type NSRR (PATRICIA-Pool « test 112041 » [11]). Enfin, pour évaluer le nombre de Fourier, on prend $0.5s$ en se référant au test 150065 REP et $0.6s$ en se référant au test 112041 NSRR.

Nombre	Expression	Sens	155bar	1bar
Fourier	$\frac{\tau \alpha L}{D^2}$	<i>Temps chauffage</i> <i>Temps diffusion</i>	$0.3111 \cdot 10^{-3}$	$0.7278 \cdot 10^{-3}$
Biot	$\frac{\phi \rho p}{\lambda_W \Delta T_W}$	<i>Résistance paroi</i> <i>Résistance fluide</i>	0.23	0.45
Nombre d'ébullition	$\frac{\phi}{h_L V \dot{m}}$	<i>Flux</i> <i>Flux d'évaporation totale</i>	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.15 \cdot 10^{-3}$
Eckert	$\frac{\rho^2 c_{p,L} \Delta T_W}{\rho_L^2 D g}$	<i>Énergie cinétique</i> <i>Énergie interne</i>	$0.5 \cdot 10^{-5}$	$0.63 \cdot 10^{-5}$
Froude	$\frac{\dot{m}^2}{\rho_L^2 D g}$	<i>Inertie</i> <i>Gravité</i>	347	347
Jakob	$\frac{c_{p,L} \Delta T_W}{h_L V}$	<i>Chaleur latente</i> <i>Chaleur sensible</i>	3.29	1.12
Nusselt	$\frac{\phi D}{\lambda_L \Delta T_W}$	<i>Flux total</i> <i>Conduction</i>	216.82	288.73
Prandtl	$\frac{\mu_L c_{p,L}}{\lambda_L}$	<i>Diffusivité thermique</i> <i>Diffusivité cinématique L</i>	1.3338	1.7564
Reynolds	$\frac{\rho_L v D}{\mu_L}$	<i>Forces d'inertie</i> <i>Forces de viscosité</i>	$4.0955 \cdot 10^5$	$1.5952 \cdot 10^5$
Weber	$\frac{\dot{m}^2 D}{\rho_L \sigma}$	<i>Forces d'inertie</i> <i>Tension surface</i>	$2.3971 \cdot 10^4$	$0.3060 \cdot 10^4$
Rapport des densités	$\frac{\rho_V}{\rho_L}$	<i>Densité vapeur</i> <i>Densité liquide</i>	0.1715	0.0006
Rapport des chaleurs spécifiques	$\frac{c_{p,V}}{c_{p,L}}$	<i>Chaleur spécifique vapeur</i> <i>Chaleur spécifique liquide</i>	1.5644	0.3689
Rapport des conductivités thermiques	$\frac{\lambda_V}{\lambda_L}$	<i>Conductivité vapeur</i> <i>Conductivité liquide</i>	0.2647	0.0369
Rapport des viscosités	$\frac{\mu_V}{\mu_L}$	<i>Viscosité vapeur</i> <i>Viscosité liquide</i>	0.3382	0.0433
Rapport des effusivités au carré	$\frac{\lambda_W C_W}{\lambda_L \rho_L c_{p,L}}$	<i>(Effusivité paroi)²</i> <i>(Effusivité liquide)²</i>	16.2229	14.4214
Rapport de conduction	$\frac{\lambda_L e_p}{\lambda_W D}$	<i>Conduction liquide</i> <i>Conduction paroi</i>	2.2098	1.4921
Rapport des températures	$\frac{(T_{sat} - T_L)}{(T_W - T_L)}$	<i>Différence température saturation/liquide</i> <i>Différence température paroi/liquide</i>	0.18	0.13

D'après ce tableau, on peut voir que certains nombres adimensionnels sont soit très élevés soit très faibles, ce qui justifiera de ne pas les prendre nécessairement en compte dans la similitude utilisée pour le dimensionnement du dispositif expérimental.

C'est le cas, par exemple, du nombre d'Eckert, du nombre d'ébullition, très petit, qui représente une très faible production de vapeur, ou du nombre de Weber et du nombre de Froude, qui montrent les effets dominants de l'inertie sur la capillarité et la flottabilité.

1.8 Conclusion

Dans ce chapitre, les caractéristiques du transfert de chaleur en ébullition en régime établi et en régime transitoire ont été présentées. En particulier, on a introduit des corrélations permettant le calcul du flux de chaleur, en soulignant le domaine d'emploi de chacune, dans le but de pouvoir analyser les données expérimentales. Pour les régimes transitoires, peu d'informations existent, surtout si on regarde à des taux de montée en température de l'ordre de quelques milliers de degrés par seconde, ce qui est la vitesse typique d'un RIA, accident qu'on voudrait comprendre grâce à cette étude. Des expériences spécifiques au RIA ont été aussi conduites dans le passé, mais les incertitudes sur les résultats qu'elles ont données sont élevées. Ce qui apparaît clairement est que les flux en jeu quand on monte en température rapidement sont plus élevés que pour des régimes stationnaires. Les conditions de déclenchement de l'ébullition et de la transition vers un régime d'ébullition en film sont différentes quand le régime est transitoire, mais mal caractérisées.

Le dispositif expérimental mis en place dans le cadre de ce doctorat a été construit dans le but d'élargir la connaissance des phénomènes d'ébullition transitoires, en donnant des résultats quantitatifs au moyen de mesures fines. Il doit permettre de produire des transitoires d'ébullition avec des taux de montée en température variables, ainsi que des régimes stationnaires nécessaires à bien caractériser les expériences. De plus, on veut pouvoir travailler dans des conditions de similitude par rapport au RIA.

Pour cette raison, dans la dernière partie de ce chapitre, on a présenté les équations de conservations qui décrivent l'ébullition. Cela a permis de mettre en évidence les nombres adimensionnels qui sont utilisés pour définir les conditions de similitude.

Chapitre 2

Installation expérimentale et techniques de mesure

2.1 Introduction

L'analyse bibliographique a permis de constater que les informations sur l'ébullition transitoire ne sont pas complètes. Les mesures de densité de flux et de température ayant servi à tracer les courbes d'ébullition, présentent des erreurs considérables. Néanmoins, cette analyse a fait ressortir les paramètres intéressants pour la construction d'une expérience qui puisse donner des résultats consistants.

La première partie de ces travaux de doctorat a été centrée sur la conception et construction d'une expérience qui soit en similitude par rapport au cas d'un accident RIA dans un réacteur nucléaire et qui permette d'obtenir des informations sur les mécanismes d'ébullition rapide, au moyen de mesures fiables et de visualisations.

Un des paramètres importants que l'expérience doit reproduire, est la montée en température de la paroi, dont la rapidité conditionne le phénomène d'ébullition engendré. Il est donc primordial de pouvoir régler de manière fine la montée en température pour atteindre des régimes très fortement transitoires, proches des conditions du RIA, mais aussi bien des régimes d'ébullition faiblement transitoires ou stationnaires, afin de bien caractériser le dispositif expérimental. Une question s'est alors posée : comment peut-on obtenir une montée contrôlée en température, tout en gardant la possibilité d'effectuer des mesures thermiques ? Plusieurs pistes ont été analysées, à partir du chauffage par induction jusqu'aux réactions chimiques, pour enfin converger sur un chauffage par effet Joule d'un matériau résistif (pour plus de détails, voir le rapport [71]).

Une fois fixé comment monter en température, il a fallu déterminer la géométrie de la cellule d'essai, les matériaux à utiliser, le fluide avec lequel travailler et enfin les techniques de mesure.

Dans ce chapitre les étapes qui ont amené à la construction de la boucle d'essai sont discutées et les choix effectués sont justifiés. Ensuite, les techniques de mesure utilisées sont présentées.

2.2 Caractéristiques principales de la section d'essai

2.2.1 Le choix de la géométrie

Le choix de travailler avec un seul élément

En ce qui concerne la géométrie, il a paru envisageable de ne pas s'éloigner de la configuration réelle dans un réacteur. Or, dans le cœur d'un réacteur, il y a plusieurs barreaux de combustibles immergés dans un liquide caloporteur. Une première étape dans la construction du modèle est de réduire l'étude à un seul crayon, entouré par un volume de liquide qui soit équivalent à celui qui l'entoure dans le cas réel. En effet le phénomène d'ébullition transitoire est suffisamment rapide pour considérer que seules les conditions locales autour d'un crayon sont à reproduire et qu'il n'y a pas d'effet d'un crayon sur l'autre. Par contre, il est important de conserver les conditions d'écoulement autour d'une barre de combustible, pour bien représenter les effets convectifs. De plus, la section de passage du fluide ne doit pas être trop grande, pour ne pas engendrer des très forts débits pour des vitesses d'écoulement de l'ordre du mètre par seconde. Il faut qu'elle ne soit pas non plus trop petite, pour permettre de réaliser des visualisations latérales avec caméra rapide, sans trop de distorsion optique et d'effets de bord. Les visualisations sont importantes pour bien caractériser les régimes d'ébullition.

Le choix du diamètre de l'élément chauffant

Comme le montre la figure 2.1, le rayon d'un crayon de combustible, dans la configuration d'un réacteur, est de 4.75mm . Le pas du réseau de crayons a une dimension de 12.6mm (les détails sont fournis par EDF [78]). Le rayon du cylindre pour l'expérience a été fixé à 4.2mm , la réduction de quelques millimètres étant

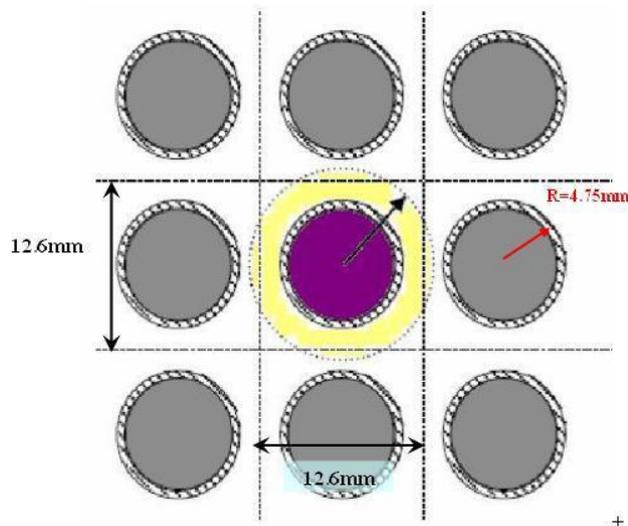


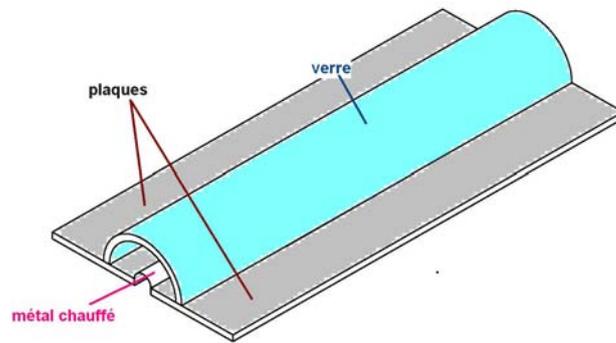
FIGURE 2.1 – Représentation du réseau des barreaux de combustible et d' une section hydraulique.

due aux dimensions commerciales des cylindres en PVC. Même si la cellule d'essai est réalisée ad hoc, il existe une section d'établissement de l'écoulement, qui fait plus d'un mètre de longueur, où la géométrie annulaire est

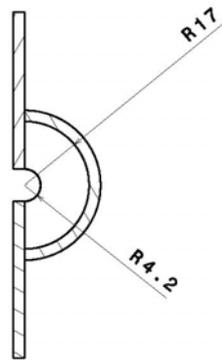
obtenue en utilisant un tube en aluminium externe et un cylindre interne de $4.2mm$ de rayon. Pour ce cylindre interne, il est plus raisonnable de choisir une dimension standard. Pour ce qui est du rayon externe, qui limite l'espace annulaire du liquide, il a été choisi égal à $17mm$ (fig. 2.2(b)). Cette décision est motivée d'un côté par les dimensions standard du verre dans le commerce, et d'autre part pour que le rayon de courbure ne soit pas trop petit, et que les visualisations avec la caméra rapide ne soient pas trop déformées. Pour limiter encore plus les distorsions optiques, une boîte de visualisation parallélépipédique externe a été aussi prévue (fig. 2.2(c)). Afin d'avoir des mesures précises de température on a opté pour une technique de mesure non intrusive, la thermographie infrarouge. Au moyen de la caméra infrarouge, on est capable de suivre des phénomènes même très rapides, la fréquence maximale d'acquisition étant assez élevée ($1kHz$). En outre, cette technique permet de ne pas toucher la paroi, en créant des points chauds et des perturbations dans l'écoulement. Par contre, pour pouvoir inspecter la paroi chauffée, il faut que le milieu à travers lequel la caméra regarde soit transparent aux infrarouges, ce qui n'est pas le cas de l'eau ni du fluide utilisé dans les expériences. Pour cette raison, la géométrie choisie n'est pas annulaire, mais semi annulaire. L'élément chauffant a donc une face en contact avec le fluide et l'autre exposée à l'air libre.

Le choix de la longueur chauffée

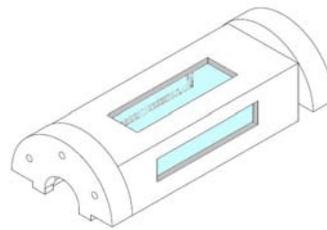
Une fois fixé le diamètre et la configuration semi annulaire, il faut déterminer la longueur chauffée. Les expériences de PATRICIA pour étudier le RIA, qui nous intéressent car elles portent sur des tubes chauffés par effet Joule, sont conduites sur des éléments longs, de $0.6m$ ou plus [31]. Pour l'expérience, on décide de travailler sur des longueurs plus réduites. Cette décision est justifiée par le fait que des longueurs élevées seraient très difficiles à obtenir dans la phase de construction, vu le rayon de $4.2mm$ qu'on utilise, et encombrantes. Il faut néanmoins que la longueur soit suffisante pour que les effets de bord soient négligeables. Ces effets existent pour le champ électrique, vu qu'on chauffe par effet Joule, et pour le phénomène d'ébullition convective. Il faut en particulier que le film de vapeur puisse se développer sur la paroi. On a donc jugé que des demi cylindres de $0.2m$ pouvaient à la fois être suffisamment longs pour bien produire les phénomènes d'ébullition et suffisamment courts pour faciliter le montage.



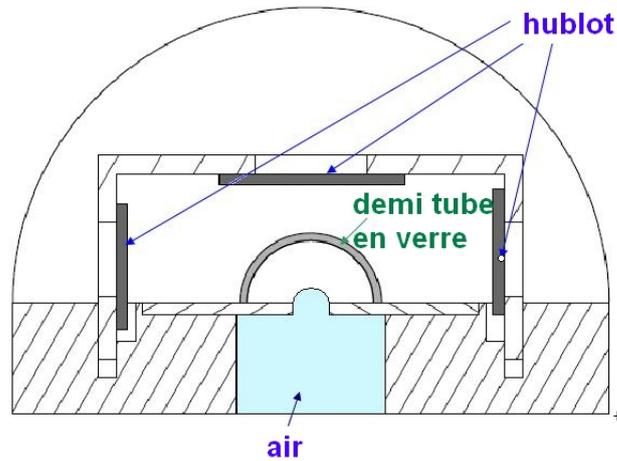
(a) Montage tel qu'il se présente si on enlève la boîte de visualisation.



(b) Dimensions.



(c) Boîte de visualisation.



(d) Coupe. L'arrière de la feuille est à l'air libre.

FIGURE 2.2 – La cellule d'essai : boîte de visualisation et section semi annulaire.

Les choix liés à la paroi

L'épaisseur Le choix de l'épaisseur de la paroi n'est pas anodin, car il y a plusieurs facteurs à considérer. Une faible épaisseur de la paroi offre des avantages. D'un point de vue thermique, elle permet de négliger le gradient thermique au sein de la paroi. Pour ce fait, on peut mesurer la température d'une seule surface et connaître la température de l'autre côté. Les méthodes de calcul inverse ne sont donc pas nécessaires pour extrapoler la température d'une paroi à l'autre. D'un point de vue électrique, elle permet d'augmenter la résistance en réduisant la section de passage du courant. D'un point de vue mécanique, elle permet d'avoir de la flexibilité qui facilite le montage. Par contre, si la paroi est trop fine, elle devient très fragile et elle peut faire des plis (comme le papier aluminium à usage domestique), qui endommagent la surface, perturbent l'écoulement et causent des points chauds lors du chauffage.

On a finalement opté pour une épaisseur de $50\mu m$, suffisamment fine pour garantir tous les avantages, mais assez épaisse pour ne pas avoir des problèmes de tenue mécanique. On ne connaît pas l'erreur sur l'épaisseur. Pour s'assurer qu'elle est homogène, on a vérifié que, lorsqu'on chauffe par effet Joule, la température de la paroi est homogène.

On utilise une feuille métallique (« clinquant ») d'acier qui est courbée pour obtenir la géométrie d'un demi cylindre et collée avec une colle souple, mais à la fois résistante aux températures élevées, à deux plaques latérales (fig. 2.2). La souplesse de la colle est importante pour compenser les dilatations thermiques du métal quand il monte en température. Pour coller la feuille d'acier et les plaques, un protocole a été établi. La procédure dure quelques jours, car chaque phase de collage nécessite un jour de séchage de la colle. Pour réaliser le montage, on se sert d'un système de brides. Les plaques latérales, de $41mm$ de largeur et $200mm$ de longueur, sont soit en quartz, soit en alumine. Le choix du matériau n'influence pas la quantité de flux sortant vers le fluide (voir la section 2.4).

L'arrière du clinquant métallique n'est pas protégé par une plaque ; il est en contact avec l'air pour pouvoir réaliser les mesures infrarouges.

Le métal Cette feuille métallique est en acier AISI 304, de composition fer (72%), chrome (18%), nickel (10%). Il a été choisi car l'acier a une bonne résistivité électrique et il est disponible sous la dimension désirée dans le commerce. D'autres matériaux ont des résistivités élevées mais il n'est pas possible de les obtenir facilement dans le commerce. Les propriétés thermiques et électriques de ce matériau sont listées dans le tableau suivant (sources : *Goodfellow* [76] et *Precimet SA* [77]) :

Propriété	Unité	Valeur
Densité	kg/m^3	7930
Point de fusion	$^{\circ}C$	1400 – 1455
Conductivité thermique à $23^{\circ}C$	$\frac{W}{mK}$	16.3
Coefficient d'expansion thermique à $20 - 100^{\circ}C$	K^{-1}	$18 \cdot 10^{-6}$
Capacité thermique	$\frac{J}{kgK}$	500
Résistivité électrique	Ωm	$7.20 \cdot 10^{-7}$

On conclut en disant qu'on n'examine pas l'état de surface d'une feuille d'acier AISI 304, même si l'état de surface influence la densité des sites de nucléation. La possibilité de changer de matériau et d'investiguer l'effet de ce paramètre reste dans les perspectives futures.

Le temps de diffusion dans la paroi Un des avantages du fait d'utiliser une paroi très fine est que la chaleur est transmise rapidement du côté fluide au côté air. Cela signifie que la caméra infrarouge ne voit pas avec du retard les changements de température liés à l'ébullition.

Pour évaluer en combien de temps une information est transmise à travers la paroi, on peut calculer le temps de diffusion. La diffusivité thermique α est le rapport de la conductivité thermique $\lambda [W/(mK)]$ et de la capacité calorifique par unité de volume $\rho \cdot c_p [J/(m^3K)]$:

$$\alpha_W = \frac{\lambda_W}{\rho_W \cdot c_p W} \quad (2.1)$$

On a choisi de travailler avec de l'acier AISI 304. Ses propriétés sont présentées dans la partie 2.2.1 (page 85). Si on évalue sa diffusivité, on obtient :

$$\alpha = \frac{16.3}{7930 \cdot 500} = 4.11 \cdot 10^{-6} \left[\frac{m^2}{s} \right]$$

Le rapport entre la longueur caractéristique, qui correspond à l'épaisseur, au carré, et la diffusivité donne le temps de diffusion :

$$t_{diff} = \frac{ep^2}{\alpha} = \frac{(50 \cdot 10^{-6})^2}{4.11 \cdot 10^{-6}} = 6 \cdot 10^{-4} [s] \quad (2.2)$$

Dans le calcul 2.2 on a pris comme longueur l'épaisseur de la feuille métallique, qui est de $50\mu m$. On trouve donc que le temps de diffusion n'est que de $0.6ms$. Le temps de chauffe qu'on veut utiliser est de l'ordre de $0.1s$, donc bien plus long que la diffusion. En tenant compte du fait que la caméra thermique peut atteindre une fréquence d'acquisition maximale de $1kHz$, c'est-à-dire une image chaque milliseconde, entre deux images la chaleur aura eu le temps de diffuser d'une paroi à l'autre. Cela permet d'accéder aux températures côté liquide à partir des températures côté air, températures mesurées grâce à la caméra infrarouge, pratiquement sans décalage temporel.

Le nombre de Biot Comme on a vu dans le chapitre 1 (page 77), il existe un groupe adimensionnel qui peut être utilisé pour savoir si le gradient thermique dans la paroi est négligeable : c'est le nombre de Biot. Il est le rapport entre la résistance thermique interne du clinquant et la résistance thermique externe ; la première est liée à la conduction et la deuxième à la convection dans le fluide. Si le nombre de Biot est petit, c'est-à-dire en dessous de 0.1, alors la résistance thermique interne est négligeable. La température du corps peut être donc considérée comme homogène. La définition du nombre de Biot est la suivante :

$$Bi = \frac{R_{interne}}{R_{externe}} = \frac{h \cdot L}{\lambda} \quad (2.3)$$

Le coefficient d'échange convectif h est celui du fluide ; on ne le connaît pas a priori mais on peut supposer une valeur assez élevée ($6000 \frac{W}{m^2K}$, par exemple) pour se mettre dans des conditions défavorables. La longueur est donnée par le rapport entre le volume et la surface mouillée : cette longueur caractéristique est égale à l'épaisseur du clinquant¹, c'est-à-dire $50\mu m$. La conductivité thermique de l'acier qu'on utilise est de $16.3 \frac{W}{mK}$. Le nombre de Biot ainsi évalué est de 0.018. Puisque $Bi < 0.1$, on peut considérer que la température dans le clinquant sera homogène. Il n'y aura pas besoin d'avoir recours à des méthodes inverses pour déterminer la température côté liquide à partir des mesures en face arrière.

1. $L = \frac{Vol}{A} = \frac{\frac{\pi}{8} \cdot [(D_{ext})^2 - (D_{ext} - 2 \cdot ep)^2] \cdot L}{\frac{\pi}{2} \cdot D_{ext} \cdot L} \approx \frac{\frac{\pi}{8} \cdot D_{ext} \cdot ep \cdot 4}{\frac{\pi}{2} \cdot D_{ext} \cdot L} \approx ep$ où ep est l'épaisseur et $ep \ll D_{ext}$.

Vérification avec des simulations du fait que le gradient au sein de la paroi soit négligeable Le fait que le gradient thermique dans le clinquant soit négligeable a été aussi vérifié grâce à un modèle COMSOL Multiphysics unidimensionnel, permettant un calcul de conduction dans notre géométrie.

Une épaisseur de $50\mu m$ de clinquant suivi par une couche de liquide de $20mm$ a été représentée. Les conditions initiales sont $T_{t=0} = 0^{\circ}C$, pour toutes les simulations.

Pour cette vérification, on fait d'abord référence à un essai réellement effectué et à sa courbe d'évolution de température au cours du temps (figure 2.3(b)). La puissance électrique employée pendant ce test est de $183.6W$. Dans le clinquant la génération de chaleur interne imposée est évaluée à partir de la puissance, en calculant le flux qui effectivement passe au fluide (voir la section 3.7). La température du clinquant est imposée à la limite externe du clinquant, alors que la limite externe du fluide est adiabatique (figure 2.3(a)). On ne tient ainsi compte que de la conduction de la chaleur à travers le clinquant et le fluide.

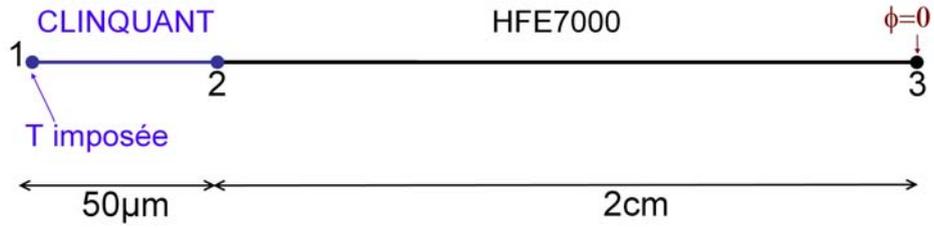
Une première simulation modélise la phase d'échange entre la feuille de métal et le liquide (mono phasique), avant l'ébullition. La feuille métallique est très finement maillée, avec des éléments de $5nm$. Le maillage devient de moins en moins fin en s'éloignant du point de contact entre clinquant et HFE7000, jusqu'à la taille d' $1mm$ à la fin de la partie du fluide. Le pas de temps est $0.01ms$. La température croit linéairement pendant $0.5s$ comme l'on voit sur la figure 2.3(b)), où l'augmentation de la température est représentée par une ligne droite (bleue sur la figure). La figure 2.5(a), où la partie du clinquant est zoomée, montre le résultat obtenu à $0.5s$. L'évolution de la température au point du contact entre métal et liquide (2, sur la figure 2.3(a)) et la température imposée pour le point 1, sont présentées sur la figure 2.4.

Il est évident que le gradient thermique au sein du clinquant est vraiment faible ($3 \cdot 10^{-2}^{\circ}C$).

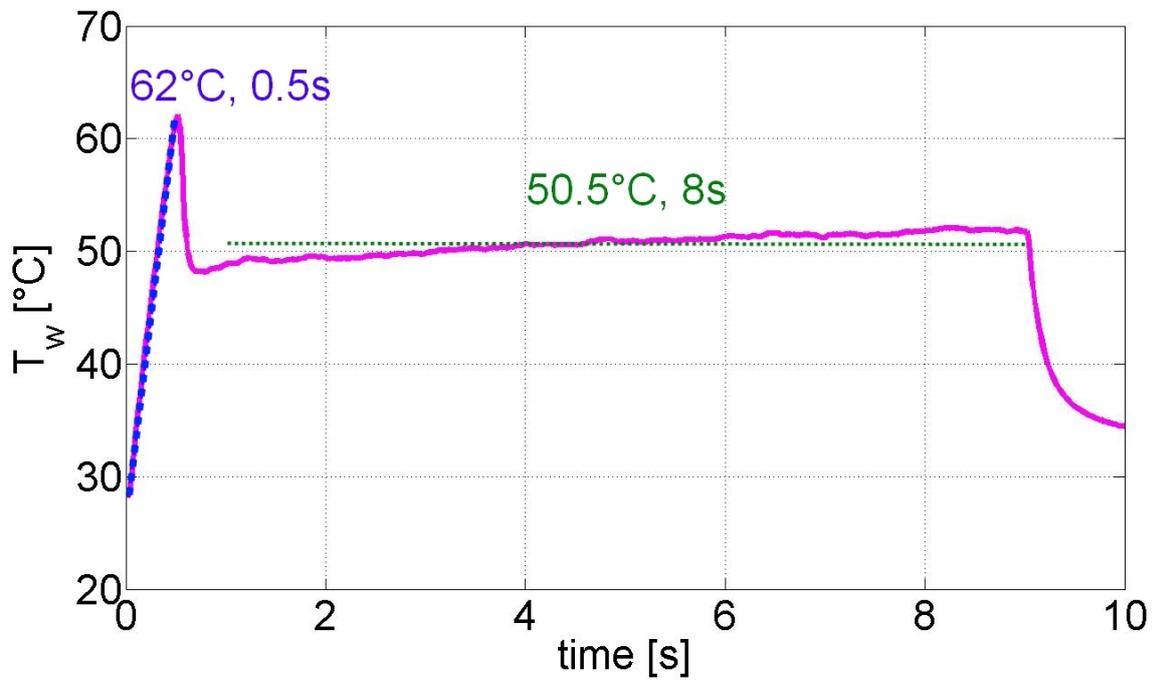
Le maillage des simulations suivantes est moins fin. Des mailles de $0.01\mu m$ sont utilisées pour le clinquant alors que, si on se éloigne du point de contact entre le clinquant et le fluide, la taille du maillage devient de plus en plus grande jusqu'à $1mm$. Pour la première phase, ce maillage donne exactement le même résultat que celui plus raffiné.

Une deuxième simulation représente la phase d'ébullition nucléée, c'est-à-dire le palier qu'on voit sur la figure 2.3(b). La température de cette partie est considérée constante et égale à $50.5^{\circ}C$ (courbe verte horizontale sur la figure 2.3(b)). La simulation dure $8s$: on est donc en stationnaire. On trouve que le gradient dans le clinquant n'est que de $0.08^{\circ}C$, à $8sec$.

Les figures suivantes 2.5(a) et 2.5(b) montre les résultats obtenus dans les deux cas.



(a) Schéma du modèle 1D.



(b) Courbe de température utilisée.

FIGURE 2.3 – Modèle COMSOL MULTIPHYSICS 1D et courbe de température imposée.

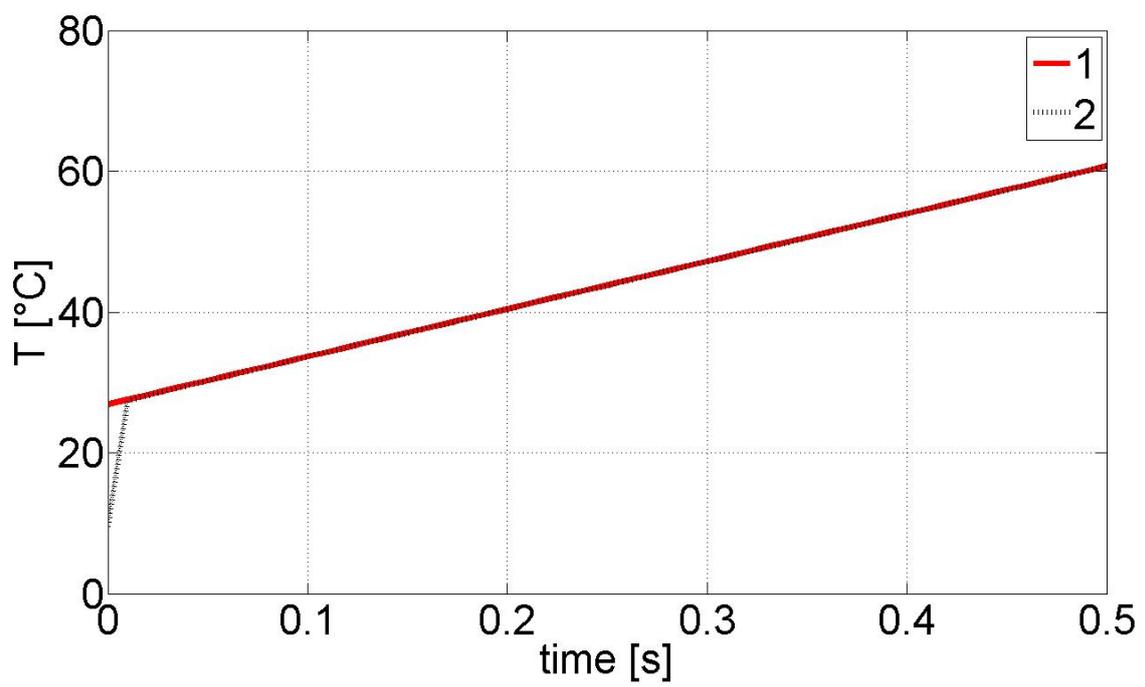
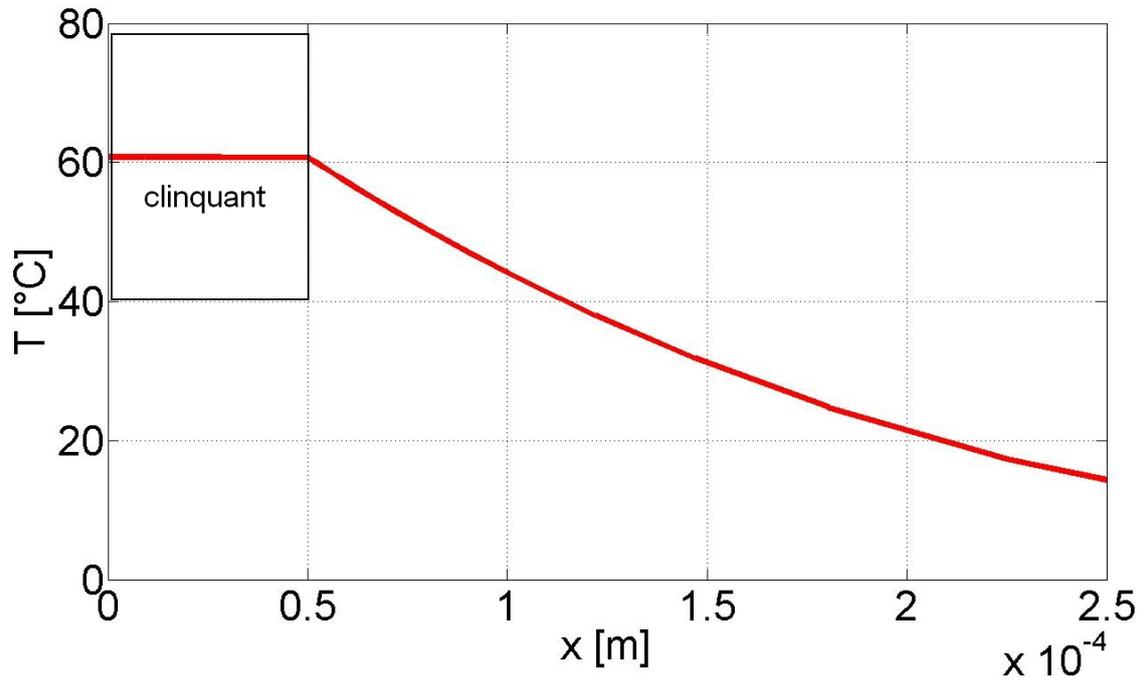
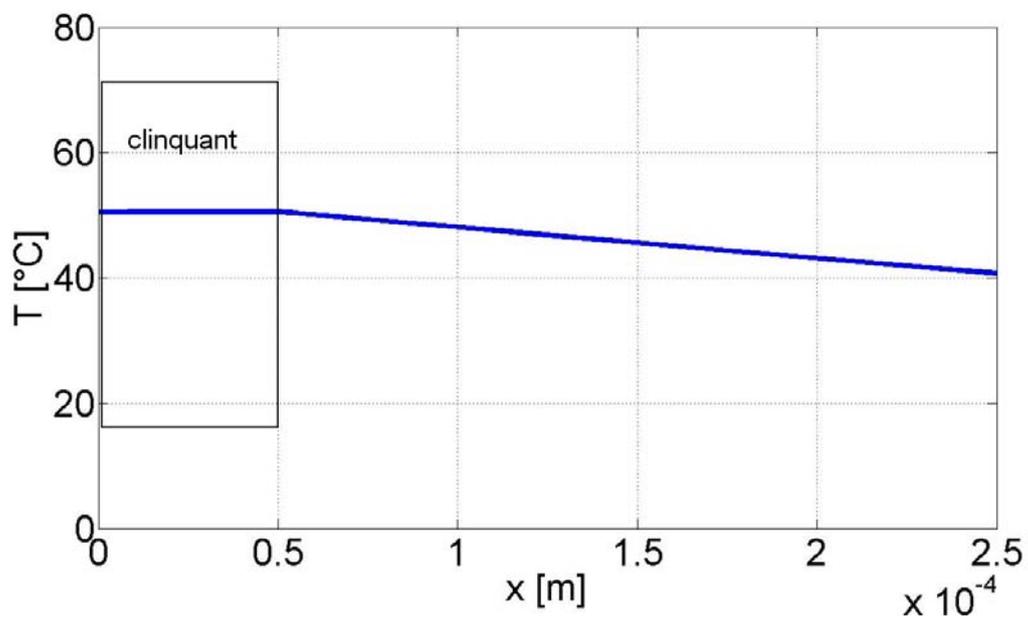


FIGURE 2.4 – Température au cours du temps lors de la partie d'échange monophasique. Points 1 et 2.



(a) *Echange monophasique.*



(b) *Ebullition nucléée.*

FIGURE 2.5 – Modèle COMSOL MULTIPHYSICS 1D : zoom sur la partie clinquant et le début de la couche de liquide. La variation de la température au sein du clinquant est dérisoire.

Un test qui représente un essai rapide, de $0.3s$, a été aussi simulé. Il s'agit d'une montée très raide en température qui est modélisée par une augmentation linéaire (figure 2.6). La puissance électrique à partir de laquelle on calcule le flux imposé est de $1.6kW$.

Dans ce cas-ci aussi, le gradient est presque nul (de $0.019^{\circ}C$ environ à $0.3s$, voir figure 2.7).

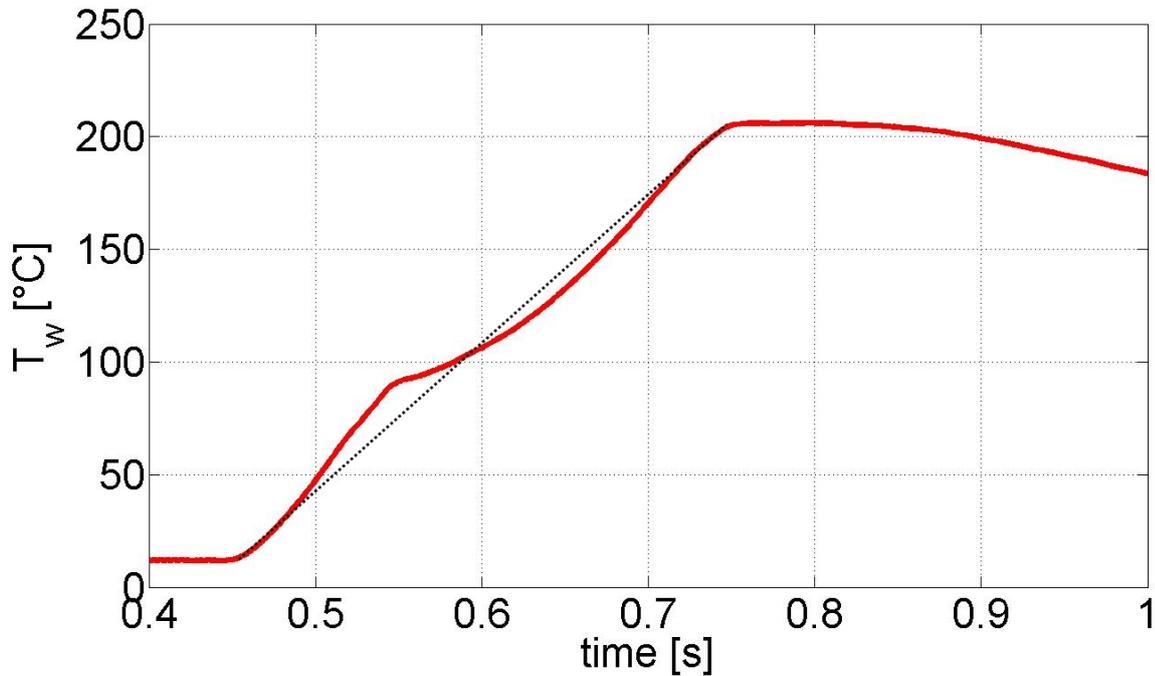


FIGURE 2.6 – Température au cours du temps, essai rapide.

Cette étude a donc montré que la configuration choisie permet de suivre l'évolution temporelle de la thermique de la paroi côté liquide, à travers des mesures côté air, même quand la température de paroi est augmentée brusquement.

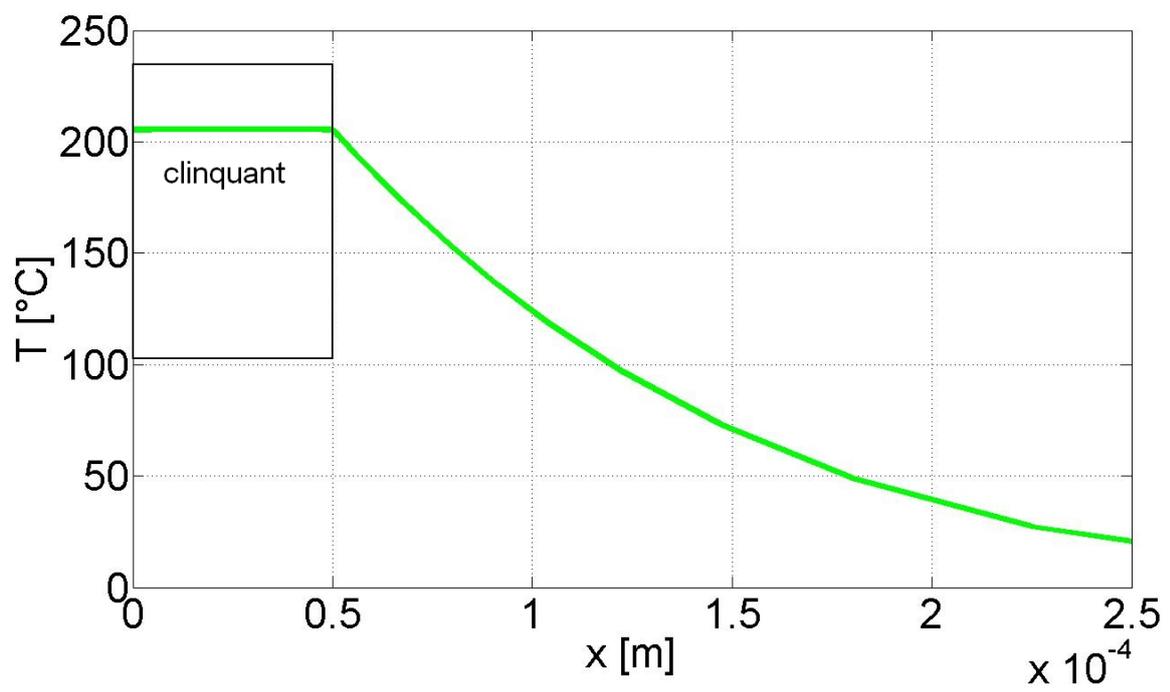


FIGURE 2.7 – Simulation d'un essai rapide, 1D.

L'absence d'inertie Le dernier avantage qu'on peut souligner est le fait que la feuille de clinquant n'a pratiquement aucune inertie thermique. Cela fait que son échauffement suit sans retard le signal électrique qu'on impose.

2.2.2 Les choix liés à la génération de puissance

L'alimentation électrique

Si la paroi métallique n'a pas d'inertie, d'un côté son échauffement suit la puissance électrique injectée, sans retard, et, de l'autre, elle se refroidit instantanément quand l'alimentation est coupée. Cela signifie que l'effet de l'inertie d'un crayon réel n'est pas du tout représenté par la feuille métallique. Par contre, il peut être reproduit en modulant le signal électrique afin de simuler le comportement d'un crayon réel.

Vu que le contrôle de la dynamique du phénomène ne dépend donc que de l'alimentation électrique, son choix est déterminant pour la bonne réussite des essais.

Pour pouvoir choisir l'alimentation, il faut d'abord calculer la résistance électrique de l'élément chauffé employé. La résistance peut être calculée à partir de la géométrie et de la résistivité du métal :

$$R_{El} = \frac{\rho_{El} \cdot L}{S}$$

Dans notre cas, $R_{El} = 0.2\Omega$, la résistivité étant de $72 \cdot 10^{-8}\Omega m$, l'épaisseur de la feuille de $50\mu m$, le diamètre du cylindre interne de $4.2mm$ et la longueur de $0.2m$. La valeur de la résistivité de l'acier AISI 304 a été vérifiée via des mesures de tension et courant sur plusieurs échantillons : elle est de $73 \cdot 10^{-8}\Omega m$ et correspond à ce qui est déclaré par le fournisseur (*Goodfellow* [76]).

Le maximum de puissance délivrée par une alimentation électrique complètement pilotable, c'est-à-dire une alimentation qui n'utilise pas des condensateurs et qui serait donc limitée par leur temps de charge/décharge, qu'on a trouvé dans le commerce est de $10kW$. On a donc acheté un appareil capable de monter à ce seuil. Il s'agit d'une alimentation *SORENSEN SGA 40-250* couplée à un générateur arbitraire pour programmer le signal, qui peut aller jusqu'à $250A$ et à $40V$. Avec une résistance électrique de 0.2Ω , on se trouve dans la bonne gamme de tension et courant ($P_{El} = R_{El} \cdot I^2 = U^2 / R_{El}$). La résistance nécessaire pour exploiter la puissance maximale de $10kW$ fournie comme $250A \times 40V$, serait 0.16Ω . Quand on réalise le collage, la section effective est plus grande que celle qu'on peut calculer pour un demi cylindre. En fait $3mm$ de clinquant sont destinés au collage avec les plaques. De plus, la coupe du clinquant n'est pas au ras des plaques. Il faut donc ajouter la partie collée à la surface dans les calculs. Si on considère cette augmentation de la section de passage, la valeur de la résistance de la feuille métallique baisse et donc on se rapproche du seuil « idéal » de 0.16Ω . La résistance réelle de la feuille est mesurée pour chaque montage. Cette pratique permet de s'affranchir des problèmes de connectique, dont on parlera dans le paragraphe 2.2.2.

On travaille en contrôlant le signal en courant : le générateur arbitraire permet de définir la forme de la courbe de courant (ou bien de tension, si on veut) a priori et l'alimentation produit exactement cette forme de signal. La tension clairement suit.

Au-delà de la puissance maximale, il y a d'autres caractéristiques techniques importantes que l'appareil choisi doit avoir. Avant tout, il faut que la puissance souhaitée puisse être délivrée très rapidement. C'est nécessaire pour pouvoir effectuer des tests à vitesses de montée en température élevées. L'alimentation électrique qu'on a achetée permet d'avoir une montée en courant de $45A/ms$. Des tests de fonctionnement sur l'alimentation montrent que si on donne comme consigne une courbe carrée de $2V$ et $150A$, alors la montée dure $4ms$. On

passé à $8ms$ à pleine échelle du courant ($250A$) avec un palier de moins de $20ms$ et en considérant la montée de zéro à 100%. On peut estimer qu'un écart d'un ampère correspond à la moitié d'un degré thermique sur le clinquant. Si le seuil de $250A$ est atteint en $8ms$, cela signifie que la paroi peut voir un incrément de température de $150K$ dans le même laps de temps. La correspondance entre la rapidité de montée en puissance de l'alimentation et la vitesse d'augmentation de la température de paroi avait été aussi vérifiée grâce à des simulations numériques sur la géométrie de la section d'essai, avant l'achat. Dans le cadre des essais réalisés, des montées de $2000K/s$ ont été obtenues, sans arriver jusqu'à la puissance maximale.

Un autre aspect à vérifier est la stabilité du signal. Les fluctuations maximales en courant sont de $100mA$ et en tension de $75mV$. Le bruit en sortie est de $20mV$. La précision d'affichage du courant est de $1A$ et en tension de $0.04V$.

Enfin, il faut pouvoir travailler aussi à des faibles puissances. L'alimentation est capable de descendre jusqu'à des valeurs très petites de puissance ; la courbe tension/courant reste bien définie jusqu'à zéro.

Les connexions électriques

Une fois l'alimentation choisie, la question de l'amenée du courant à la section d'essai se pose. De plus, il faut pouvoir connaître la résistance du système. Il faut en fait que la puissance générée par l'alimentation soit injectée dans la feuille métallique avec le minimum de pertes. Si, dans le circuit électrique, il y a des passages où la résistance est très élevée, une chute de tension, qui réduit la puissance passée, se produit. En outre, une résistance ponctuelle élevée détermine des échauffements qu'on veut éviter. Pour les problèmes électrotechniques, on a fait appel au laboratoire Laplace de l'ENSEEIH, à M. Blaquière.

Le choix du clinquant permet d'avoir une connexion très efficace entre la feuille et les amenées de courant. En fait, on peut découper des pattes où se brancher. Ces pattes sont coupées directement dans la feuille métallique lors de la réalisation de la cellule d'essai. Il y en a quatre, aux bouts du demi cylindre. Pour réduire les pertes, on amène le courant via des tresses métalliques (tresses *ERICO* [83]) de 16mm^2 de section et longues 500mm . La présence des pattes métalliques garantit un bon contact électrique. Pour limiter les problèmes d'inductance il faut que les amenées soient parallèles et proches.

Les tresses sont serrées en contact avec le clinquant grâce à des plaquettes en acier. La figure 2.8 montre l'assemblage. Dans la configuration adoptée, il y a successivement une plaquette, une tresse, le clinquant, une deuxième tresse et la deuxième plaquette. On sait qu'il existe une valeur de courant au delà de laquelle la

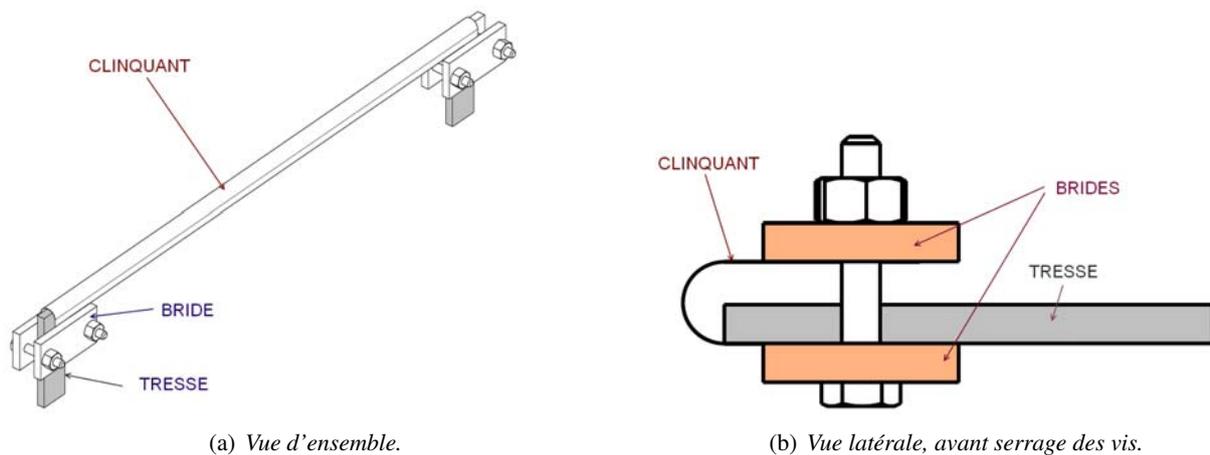


FIGURE 2.8 – Schéma des connexions.

résistance de contact devient très élevée. Cette valeur dépend du matériau, mais il n'y a pas de données dans la littérature ; pour avoir un ordre de grandeur, elle vaut $0.6\text{A}/\text{mm}^2$ pour le cuivre. Si on tient compte de cette valeur, on trouve un courant critique de 170A , la zone de contact étant de $20\text{mm} \times 15\text{mm}$ (une tresse en contact avec une patte). Or, pour éviter de franchir ce seuil, il faut que la surface de contact soit grande. Il y aurait plusieurs possibilités : à la base le montage doit être constitué d'au moins une tresse, le clinquant et deux brides. En partant de là, on peut mettre deux tresses qui entourent le métal, augmenter la surface du clinquant en contact, serrer plus fort les vis qui bloquent les brides, etc. . Des tests ont été réalisés, sur une section d'essai très simple. Elle était constituée d'un rectangle de clinquant de 100mm de longueur environ et 20mm de largeur. Cette bande de métal était connectée aux extrémités, grâce à des tresses, à une alimentation électrique. La feuille de clinquant était plongée dans une baignoire d'eau pour éviter que la température monte

trop. La température était mesurée à l'aide de thermocouples positionnés dans l'eau, sur les brides où il y a le contact entre le clinquant et les tresses, et collés sur le clinquant même. Ils étaient connectés à un boîtier *National Instrument* permettant l'affichage et l'enregistrement des données. La figure 2.10 montre ce montage. Sur la figure 2.9, la valeur relative de la résistance des brides par rapport à la résistance totale, est tracée en fonction du courant, pour les différents types de montage. On peut voir que les performances sont comparables dans les différents cas. On a donc opté pour la configuration la plus économique en termes d'espace occupé.

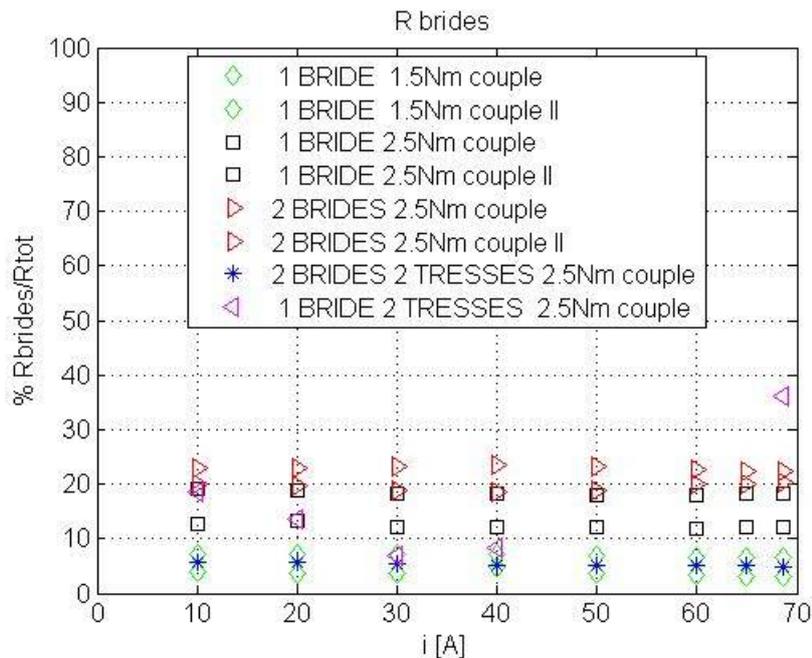


FIGURE 2.9 – Résultats : résistance des brides.

Lorsque la cellule d'essai est mise en place, des tests préliminaires permettent de connaître les pertes sur les brides. Il s'agit de tests à faible puissance où la tension est mesurée localement, avant et après les brides pour la même valeur de courant employée. On trouve que les pertes sont de l'ordre de 15%. De plus, une mesure de résistance locale, sur la partie qui est visualisée par les caméras thermique et rapide, est effectuée. Elle permet de connaître la puissance locale, à l'aide d'une mesure du courant. Cela est possible parce que dans le circuit électrique le courant ne traverse que des éléments en série et donc ne change pas. On n'est pas en mesure d'effectuer une mesure de tension locale tout le long des essais d'ébullition, sur le clinquant, car il faudrait appuyer fort sur la surface métallique afin de réduire la résistance de contact entre le voltmètre et la feuille. Or, une pression trop élevée sur la faible épaisseur métallique, nécessaire pour que la tension puisse être relevée, l'abîmerait et, de plus, risquerait de créer des points chauds. La mesure globale de résistance est réalisée, à l'aide d'un capteur de courant et des mesures de tension, en sortie de l'alimentation électrique, et elle permet ainsi de connaître la valeur globale de la résistance des tresses et du clinquant.

En conclusion, le montage choisi permet d'éviter d'avoir des résistances de contact très élevées. Les pertes ont des valeurs acceptables et on connaît la puissance électrique qui chauffe réellement le métal, aux incertitudes de mesure près (détails dans la section 3.8).

2.2.3 Le choix du fluide

On a vu qu'on dispose d'une alimentation capable de délivrer $10kW$ de puissance électrique. Ce seuil est bien loin des $800kW$ qui étaient disponibles pour les tests PATRICIA. En réalité, cette puissance est suffisante du moment qu'on travaille avec un fluide différent de l'eau. Le tableau suivant montre les propriétés physiques de l'eau à pression atmosphérique et pressurisée à $155bar$, comme utilisée dans les essais NSRR et REP finalisés à étudier le RIA, et de quelques réfrigérants qu'on pourrait choisir pour nos expériences (données du *NIST* [84], de Chae et coll. [21], de *3M*, [86], [85], de Lienhard et coll. [46] et de Carey [19]). On décide de travailler à pression d' $1atm$ car la pressurisation de la cellule d'essai déterminerait des contraintes mécaniques trop fortes. La possibilité de varier la pression de travail, et donc les propriétés du fluide, reste une option intéressante à explorer dans le futur.

Le flux critique peut être évalué à l'aide de la corrélation de Zuber (éq. 1.66)². Pour la température de Leidenfrost, c'est-à-dire la température de film stable, on peut considérer qu'elle est égale à $27/32 \cdot T_C$, d'après la corrélation de Spiegel et coll. [62], avec T_C température critique du fluide. Cette corrélation ne tient compte que des caractéristiques du liquide, ce qui est raisonnable lorsque la paroi a une conductivité plus élevée que le liquide (Gunnerson et coll. [36]).

	Eau 1bar	Eau 155bar	R134a	R123	HFE7000	HFE7100
T_{sat} [$^{\circ}C$]	99.606	344.79	-26.36	27.46	34	61
h_{LV} [kJ/kg]	2260	966	198	170	132	112
c_p (à T_{sat}) [J/gK]	4.21	8.95	1.28	1.02	1.33	1.25
T_C [$^{\circ}C$]	373.9	373.9	101.1	183.7	165	195
T_{Leid} [$^{\circ}C$]	272.8	272.8	42.6	112.3	96.5	121.8
$\phi_{CHF_{Zuber}}$ [MW/m^2]	1.112	4.232	0.224	0.216	0.175	0.169

Ce qui apparaît de la comparaison des propriétés est que l'eau présente des caractéristiques très différentes de celles des réfrigérants. Sa chaleur spécifique plus élevée fait qu'il est plus difficile d'augmenter la température du fluide que dans le cas des réfrigérants (c_p est environ 4 fois plus élevé à pression atmosphérique et 8 fois à $155bar$). Sa température de saturation plus élevée fait qu'il faut monter à un seuil plus haut de température pour avoir le changement de phase. De plus, il faut plus d'énergie pour que le changement de phase se produise, la valeur de la chaleur latente de l'eau étant plus élevée. La crise d'ébullition est atteinte à des flux dix fois plus grands pour l'eau que pour les autres fluides. La stabilisation du film de vapeur, qui dépend de la température de Leidenfrost T_{Leid} , est aussi obtenue pour des températures plus élevées que pour les réfrigérants.

Dans le but de diminuer la puissance à employer et les valeurs de température de paroi à atteindre, il faut donc substituer l'eau avec un autre fluide. On exclut le *R134a* car il faudrait travailler en dessous de la température ambiante. On exclut aussi le *HFE7100* parce que c'est le réfrigérant ayant la température de saturation la plus élevée. Le choix retombe alors sur le *HFE7000*, parce qu'il ne se décompose pas en produits dangereux lorsqu'il est chauffé. De plus, ce fluide est un bon isolant électrique, fait pas négligeable lorsqu'on utilise l'effet Joule pour chauffer.

2. Equation de Zuber pour le flux critique :

$$\phi_{CHF} = 0.131 \cdot \rho_V \cdot h_{LV} \cdot \left[\frac{\sigma(\rho_L - \rho_V) \cdot g}{\rho_V^2} \right]^{1/4} \quad (2.4)$$

Similitude Il est donc possible d'évaluer à nouveau les nombres adimensionnels choisis pour caractériser le phénomène d'ébullition dans la section 1.7.3. On peut vérifier de cette façon si on est bien dans des conditions de similitude. Le tableau suivant présente des propriétés du fluide HFE7000 à pression atmosphérique et à température de saturation (3M [85]) :

ρ_L [kg/m^3]	c_{pL} [$J/(kgK)$]	λ_L [$W/(mK)$]	ρ_{EL} [Ωcm]	ν_L [m^2/s]
1385.8	1300	0.075	10^8	$0.32 \cdot 10^{-6}$
ρ_V [kg/m^3]	h_{LV} [kJ/kg]	σ [mN/m]	ν_V [m^2/s]	μ_V [$Pa.s$]
8.26	132	11.451	$0.293 \cdot 10^{-6}$	$2.42 \cdot 10^{-4}$

La température T_L du fluide est prise égale à $20^\circ C$. La géométrie est celle de la cellule d'essai. On exclut le nombre d'Eckert, le nombre de Froude et le nombre d'ébullition, car ils sont très petits, et on ne calcule pas à nouveau le nombre de Biot.

- *Rapport des propriétés physiques de la vapeur et du liquide.* On trouve que le rapport des densités $\rho_V/\rho_L = 0.006$ est plus faible que pour l'eau pressurisée mais plus haut que pour l'eau à $1bar$. La même considération peut être faite pour le rapport des chaleurs spécifiques : $c_{p,V}/c_{p,L} = 0.75$ et pour le rapport des conductivités thermiques : $\lambda_V/\lambda_L = 0.18$. Le rapport des viscosités : $\mu_V/\mu_L = 0.032$ est proche de la valeur pour l'eau à $1bar$. Le nombre de Prandtl, enfin, vaut 6.25, valeur bien plus élevée que celle pour l'eau. Ce nombre ne dépend que du fluide et donc on n'est pas en similitude du moment qu'on utilise le HFE7000. De plus, le nombre de Prandtl décroît jusqu'à une pression de $4bar$ ($Pr_{4bar} = 5.9$), pour après augmenter à nouveau. Une pressurisation de la cellule d'essai n'améliorerait pas la similitude.
- *Rapport des propriétés physiques du fluide et de la paroi.* Le rapport des effusivités thermiques est bien plus élevé que pour l'eau (544.83). Vu la faible conductivité thermique du HFE7000 (dix fois moins que l'eau à un bar et 6 moins que l'eau en pression) et l'épaisseur réduite, le rapport de conduction est par contre plus bas dans les conditions de nos expériences (0.44). Ces rapports peuvent être variés si on change le matériau de la feuille métallique, mais le choix de l'acier AISI 304 a été dicté par la disponibilité des clinquants dans le commerce.
- *Nombre de Jakob.* On peut faire varier la température de paroi afin de connaître la valeur qui donne la similitude (fig. 2.11). On trouve qu'on est représentatifs des conditions NSRR avec une température de paroi de $160^\circ C$ environ, alors qu'il faut monter à $400^\circ C$ pour être au même nombre de Jakob que l'eau pressurisée. Il est tout à fait possible d'atteindre le premier seuil, mais à $400^\circ C$ le montage mécanique risquerait de casser. La colle en fait n'est pas censée pouvoir marcher au dessus de $250^\circ C$ et pour franchir cette limite il faudrait utiliser d'autres types de colle qui, par contre, ne garantiraient pas la flexibilité nécessaire à compenser les dilatations thermiques. On considère donc une température de $200^\circ C$ pour le calcul des autres nombres.
- *Rapport des températures* Si on prend le liquide à $20^\circ C$ le rapport est 0.09, proche de ceux qu'on a avec l'eau.
- *Nombre de Reynolds* On fait varier la vitesse du fluide afin d'arriver aux nombres de Reynolds calculés pour l'eau. Comme on voit sur la figure 2.12, les deux valeurs sont de 1.7 et $4.5m/s$, pour avoir les mêmes nombres pour le HFE et l'eau. Ces valeurs sont élevées, si on considère les contraintes mécaniques que des débits importants déterminent. Le diamètre hydraulique utilisé pour les calculs du nombre de Reynolds pour l'eau est celui d'un réacteur réel. On pourrait calculer les valeurs pour la géométrie de PATRICIA, ayant diamètre hydraulique de $4.7mm$, ce qui donne $Re = 1.6354 \cdot 10^5$ pour le cas à $155bar$ et $6.3701 \cdot 10^4$ à $1bar$. Si on regarde la figure 2.12, ces deux seuils correspondent à 0.7 et $1.8m/s$.

Ces vitesses correspondent à des débits de $0.29l/s$ et de $0.8l/s$, qui peuvent être atteints sans solliciter excessivement le système. On va prendre $1m/s$ pour l'évaluation des autres nombres.

- *Nombre de Weber* On a $We = 3.1 \cdot 10^3$, qui est proche à la valeur de l'eau à $1bar$.
- *Nombre de Fourier* On peut évaluer le nombre de Fourier pour différents temps afin de vérifier que l'on se trouve bien dans la gamme des valeurs des expériences effectuées avec de l'eau (fig. 2.13). Il se trouve que, étant donnée la diffusivité du HFE7000 plus faible que celle de l'eau, le nombre de Fourier est plus petit à parité de temps (fig. 2.13). Avec le diamètre de la cellule PATRICIA, on serait à 0.0020 et 0.0046 , donc à des temps encore plus élevés pour être en similitude.
- *Nombre de Nusselt* Du moment qu'on ne connaît pas le flux en jeu, ce n'est pas possible de l'évaluer. Si on prend $3MW/m^2$, comme dans les conditions REP, on a un Nusselt d'un ordre de grandeur plus haut qu'avec l'eau. Cela signifie que des flux plus faibles permettent d'arriver à la similitude.

En conclusion, hormis le fait qu'on travaille avec un fluide différent et que donc on n'est pas complètement en similitude, on trouve des valeurs qui sont proches de celles des essais à pression atmosphérique avec l'eau. Le nombre de Reynolds peut être reproduit si on considère la géométrie de PATRICIA. En outre, on peut travailler avec des températures de paroi plus faibles, en gardant le nombre de Jakob, et de temps plus longs, en gardant le nombre de Fourier. Le nombre de Nusselt aussi fait penser qu'on puisse travailler sous des conditions moins poussées.

Le choix de l'HFE7000 se justifie pour ces facteurs et pour les seuils de température de saturation et de Leidenfrost bas qu'il présente. Pour finir, on trouve que la différente mouillabilité de ce fluide par rapport à l'eau (l'angle de contact est petit, le fluide très mouillant), facteur qui pourrait changer les conditions d'ébullition, est un inconvénient négligeable par rapport aux avantages dus à la réduction de la température et de la puissance en jeu.

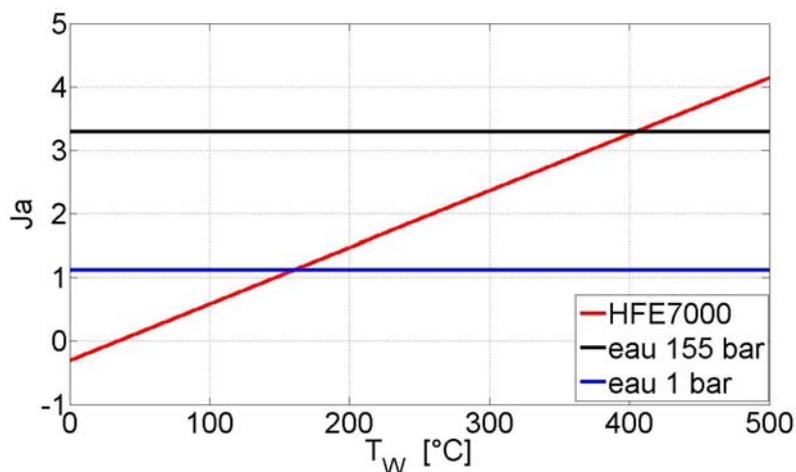


FIGURE 2.11 – Nombres de Jakob pour l'eau et pour le HFE7000.

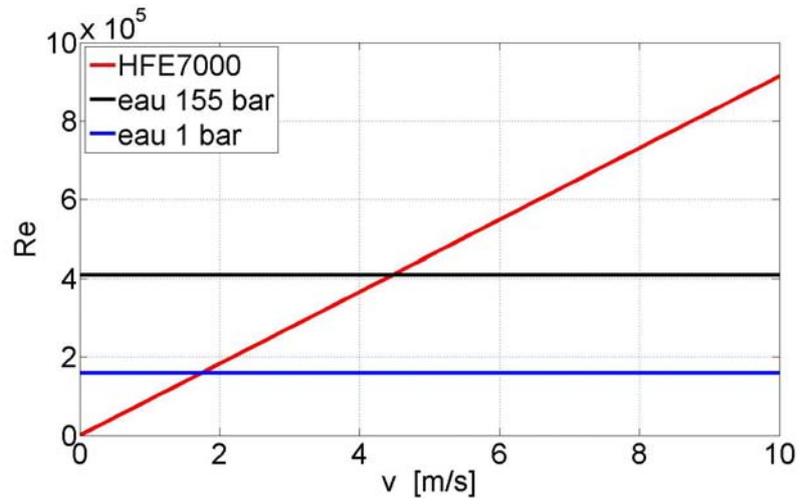


FIGURE 2.12 – Nombres de Reynolds pour l'eau et pour le HFE7000.

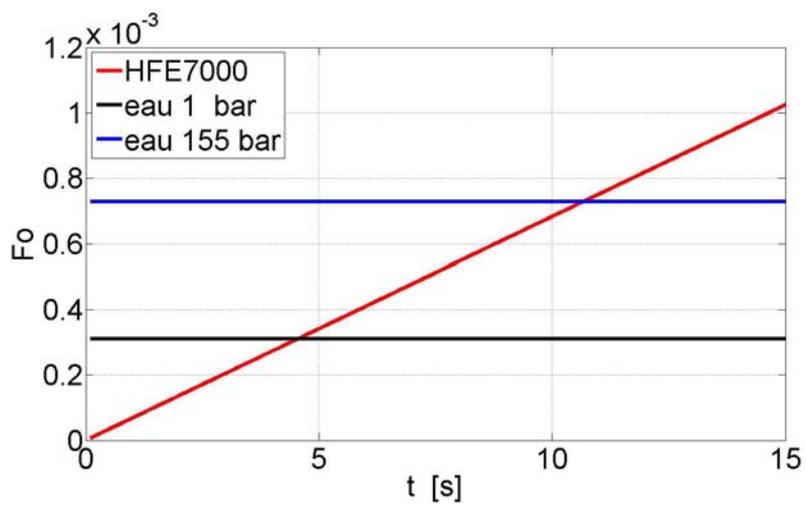


FIGURE 2.13 – Nombres de Fourier pour l'eau et pour le HFE7000.

2.2.4 La boucle

On a parlé de vitesse d'écoulement quand on a analysé les conditions de similitude. Un des objectifs de l'expérience est justement de voir l'influence du débit sur l'ébullition. En outre, on veut pouvoir contrôler la température d'entrée du liquide et s'assurer qu'il y a un volume de liquide suffisant pour effectuer des tests de quelque seconde. Pour toutes ces raisons, un circuit hydraulique a été conçu où la cellule d'essais peut être placée (figure 2.14).

Cette boucle est composée d'une pompe, d'un préchauffeur, d'un condenseur, d'un réservoir tampon et d'un pressuriseur qui permet de compenser les variations de volume et d'imposer la pression. Ce pressuriseur est un soufflet en téflon séparant le liquide et l'air qui sert à la pressurisation.

On a prévu deux configurations. La première configuration est utilisée pour les essais longs ou à puissance

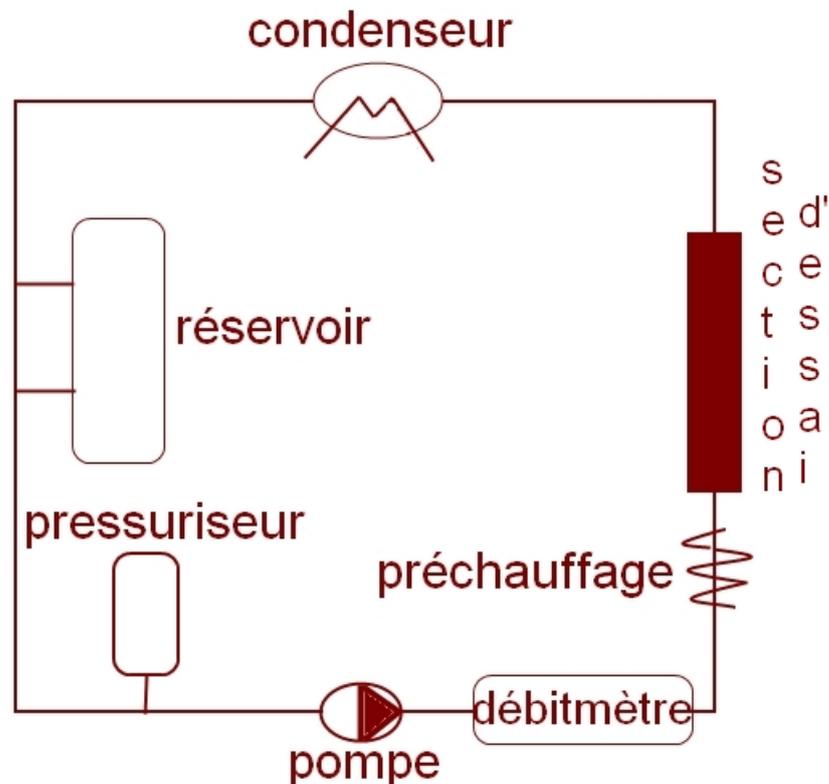


FIGURE 2.14 – La boucle. La section d'essai sera détaillée sur la figure 2.15.

inférieure à $5kW$. Le fluide circule en régime permanent à travers la section d'essai et le condenseur. Le condenseur permet d'évacuer une puissance jusqu'à $5kW$. Cette valeur correspond à la limite de puissance qui peut être utilisée dans l'ensemble de la boucle, c'est-à-dire dans le préchauffeur et pour le chauffage de la

section d'essai. Si ce seuil est passé, il n'est plus possible de condenser la vapeur, car la puissance maximale du refroidissement du condenseur est limitée à $5kW$.

La deuxième configuration est utilisée pour les tests en régime transitoire rapide. La puissance employée dans ce cas est plus élevée que $5kW$. On a donc recours à un réservoir tampon, qui nous permet d'avoir $10sec$ d'autonomie environ, à débit maximal. Le réservoir est un serpentin constitué de tubes en PVC et il permet d'augmenter le volume de fluide dans la boucle. Tout le fluide sera donc dans les mêmes conditions de température au départ et on aura ainsi les mêmes conditions d'entrée dans la partie chauffée.

Le condenseur peut être utilisé pour sous refroidir le liquide si besoin, avant les tests. Avant la section d'essai il existe aussi un préchauffeur, constitué d'un câble électrique chauffant enroulé autour d'un tube en acier, ayant une puissance de $800W$. Il nous permet de contrôler, comme le condenseur, la température du HFE, grâce à un contrôle PID.

Le pressuriseur, c'est-à-dire un petit réservoir où l'on contrôle la pression, sert à stabiliser la pression dans le système. Après la pompe volumétrique et avant le préchauffage, il y a un débitmètre *Coriolis Micro Motion*, Série F capable de mesurer des débits jusqu'à $3600l/h$. Son incertitude nominale est de $\pm 0.10\%$ en masse, de $\pm 0.15\%$ en volume sur liquide et de $\pm 1kg/m^3$ en masse volumique sur liquide, sur les valeurs mesurées. Sa stabilité de zéro est $2,177kg/h$.

À l'aval du préchauffage se trouve la section d'essai, protégée par une vanne de surpression. La cellule d'essai décrite dans la partie précédente, à partir de la page 82, est insérée en effet dans un bloc de sept éléments (figure 2.15) :

- un divergent, noté « A » sur la figure,
- une partie ayant un nid d'abeilles pour casser les grosses structures de l'écoulement, « B »,
- un convergent qui amène au bon diamètre, « C »,
- 1m de section semi-annulaire (demi-cylindre interne de $8.4mm$ de diamètre et externe de $34mm$ de diamètre), « D », pour l'établissement de l'écoulement
- la cellule d'essai, « E »
- 0.3m de section de sortie semi-annulaire, « F »,
- une partie de raccord vers le reste de la boucle, « G ».

La section complète est verticale, le fluide va du bas vers le haut. Ce point est important car c'est la configuration du réacteur réel et la direction de l'écoulement influence les phénomènes d'ébullition, par exemple le développement du film de vapeur. Elle est entièrement réalisée en aluminium. De part et d'autre de la cellule d'essai (élément « E ») il y a des prises de pression, où l'on vient brancher un capteur de pression différentielle et un capteur de pression absolue. Celui-ci est un capteur *KELLER*, modèle « PAA-33X », capable de mesurer jusqu'à $3bar$ (*Keller* [89]). Il a une précision de 0.1% sur la gamme de mesure, un affichage qui arrive au $0,002\%$ de la gamme et il tolère $5bar$ de surpression. Le capteur de pression différentielle est un *Valydine P305D* qui permet d'évaluer le saut de pression entre les deux points de mesure. Il dispose d'une membrane qui peut être choisie ad hoc selon la perte de charge qu'on veut mesurer et il est étalonné avant son utilisation. Une membrane 24 a été choisie ; elle permet des mesures jusqu'à $2.2kPa$, sachant que si on avait un tube lisse de diamètre équivalent, la corrélation de Blasius en écoulement monophasique donnerait une perte de pression autour de $800Pa$ sur $300mm$ de longueur avec une vitesse de $2m/s$. Le capteur *Valydine* a une précision de $\pm 0.5\%$ de la pleine échelle et tolère une sur-pression de 200% .

Des mesures de la température du liquide et de pression sont également prévues en entrée de la section. La pression ici est mesurée grâce à un capteur de pression relative (zéro à pression atmosphérique), *KELLER PA 21S 5*, qui peut monter à $5bar$ et $10bar$ de sur-pression. Ce capteur a une erreur de 0.5% de la valeur mesurée

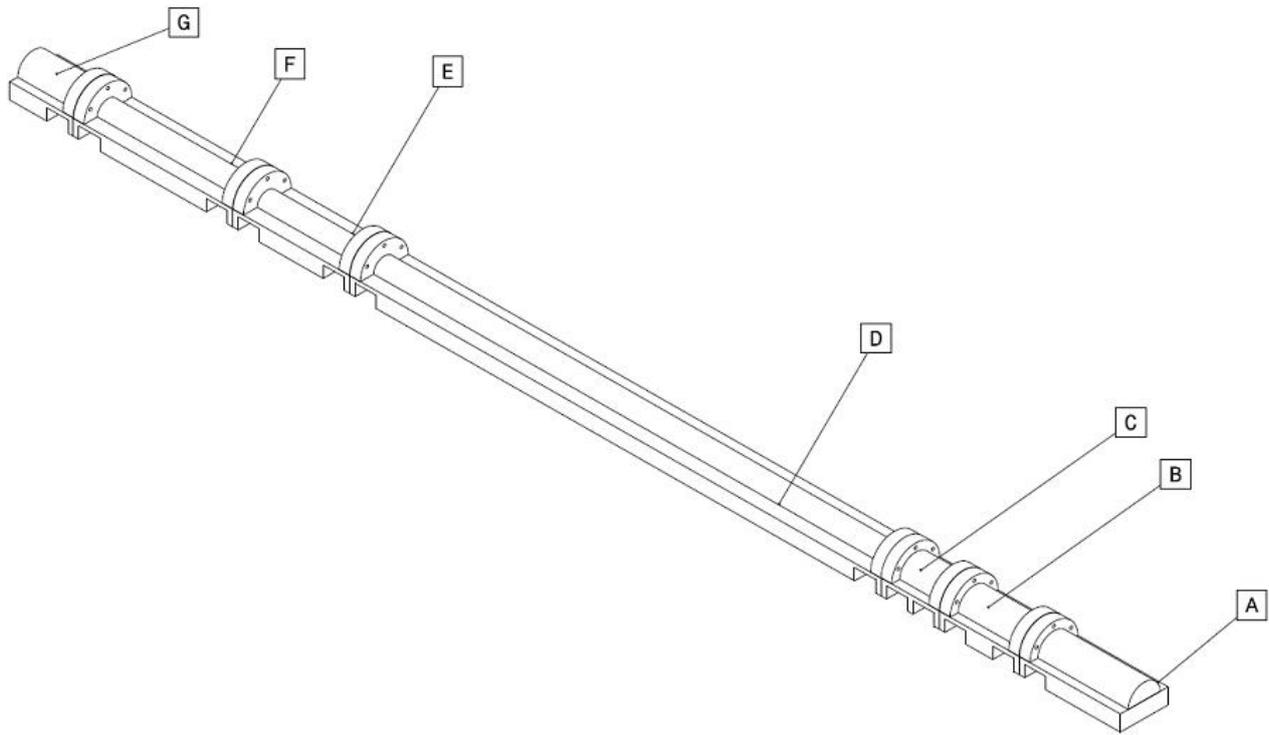


FIGURE 2.15 – Section d’essai complète.

(Keller Keller, [88]). Le thermocouple pour la température du liquide est de type K et il est branché sur le boîtier *National Instrument* pour l’affichage et l’enregistrement des données. Il y a trois thermocouples de type K sur la section d’essai. Ils permettent de connaître la température du liquide avant et après la section chaude. Les thermocouples ont été étalonnés en utilisant un bain thermostaté et une sonde platine de précision. La section d’essai complète est connectée en aval soit au condenseur, soit directement au réservoir d’entrée. L’installation mise en place permet de travailler à pression atmosphérique ou en légère surpression. La vitesse moyenne du fluide peut être réglée entre $0m/s$ et $3m/s$ (vitesse dans la section d’essai). À $0.3m/s$ correspond un nombre de Reynolds de $2.7 \cdot 10^5$. Le débit maximal est $10^{-3}m^3/s$ et la vitesse maximale dans les tuyaux, de $25mm$ diamètre, est de $2m/s$. La température du fluide est réglée, par chauffage à l’aide du préchauffeur, et par refroidissement, à l’aide du condenseur.

2.3 Les expériences d’ébullition : techniques de mesure

La cellule d’essai décrite (section 2.2.1) constitue le cœur de l’expérience, où il y a l’ébullition. Ayant décidé de commencer les essais sans écoulement, on l’a isolée de la boucle. Seule la cellule d’essai, connectée à l’alimentation électrique et aux instruments de mesure, est utilisée pour les premières campagnes de mesure. Dans un deuxième temps, elle a été intégrée au circuit complet. Les tests d’ébullition sont donc effectués au moyen d’une feuille de clinquant (acier AISI 304) de $8.4mm$ de

diamètre, de 200mm de longueur et de 50 μ m d'épaisseur, collée entre deux plaques et placée dans un corps en aluminium. La description détaillée est donnée dans la partie 2.2.1.

2.3.1 Précautions préliminaires aux essais

Réaliser des expériences sans écoulement permet de s'affranchir des problèmes d'exécution d'un collage très propre et de tenue mécanique de l'ensemble. Quand on a placé la cellule dans la boucle, on a fait attention à ne pas perturber l'écoulement à cause de la colle et on s'est assuré que la pression dans la cellule restât autour de 1bar.

Au début, donc, les expériences ont été faites en vase et à pression ambiante. Pour éviter les surpressions, une vanne est placée au sommet de la cellule et elle reste ouverte lors des expériences. La cellule est remplie de HFE7000 ; le liquide a été préalablement porté à ébullition un long moment, afin de le dégazer. Ce processus est important pour ne pas perturber les conditions de nucléation en paroi. Avant remplissage, la section d'essai et la boîte de visualisation sont tirées au vide. Cela permet d'éviter que de l'air se mélange au fluide HFE. Le tirage au vide de la boucle entière a été fait pour les expériences avec écoulement.

Lors des expériences en vase ou en boucle, les températures du liquide et aussi de l'air ambiant sont enregistrées, pour valider les mesures thermiques. Un thermocouple est aussi placé sur la caméra thermique pour vérifier qu'elle soit stable en température. Les mesures sont effectuées grâce à des thermocouples de type K, branchés sur un boîtier *National Instruments*. Les thermocouples sont étalonnés.

Synchronisation des caméras

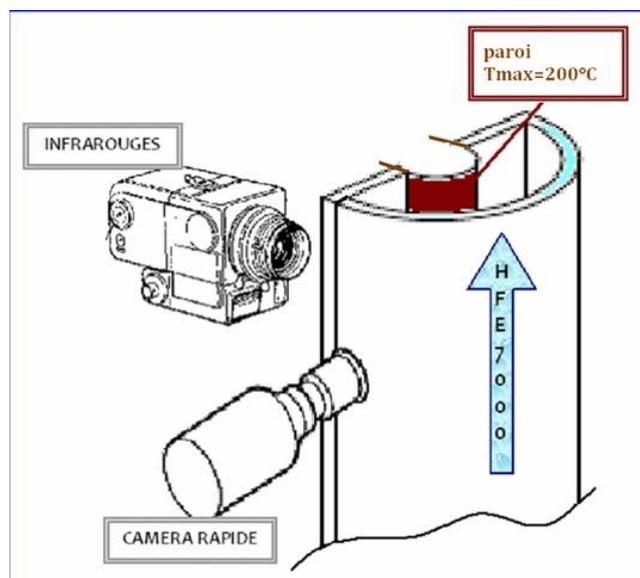


FIGURE 2.16 – Positionnement des caméras.

Des tests pour vérifier la synchronisation des caméras rapide et infrarouge ont été effectués. Une étincelle a été filmée avec les deux appareils. Les images thermiques sont en retard par rapport au film rapide. Malheureusement, ce retard n'est pas fixe si on change la fréquence d'acquisition.

Il faut que le boîtier *NI* acquière alors aussi le signal de synchronisation de la caméra rapide. Cela permet de synchroniser les images aux autres données acquises. Pour la caméra infrarouge, comme l'effet Joule est instantané sur la feuille, il se manifeste par une soudaine augmentation de la température. Il est donc facile de caler les images dans le temps. Il est nécessaire de pouvoir situer dans le temps tous les signaux acquis, parce que de cette façon on peut savoir à quelle image de la caméra rapide correspond une image infrarouge et quelle était la puissance délivrée par l'alimentation à ce moment-là, ainsi que quelles étaient les autres mesures (T , p , débit) du système.

Comme indiqué précédemment, les mesures les plus intéressantes sont faites à l'aide d'une caméra thermique, décrite dans la suite. Elle est couplée avec une caméra rapide, qui permet de regarder l'ébullition. Leur positionnement est celui de la figure 2.16. Dans le cas des expériences en boucle, la disposition des caméras reste la même. Elles sont juste placées à côté de la colonne d'essai. On rajoute, comme expliqué dans la section dédiée à la boucle, des mesures de pression.

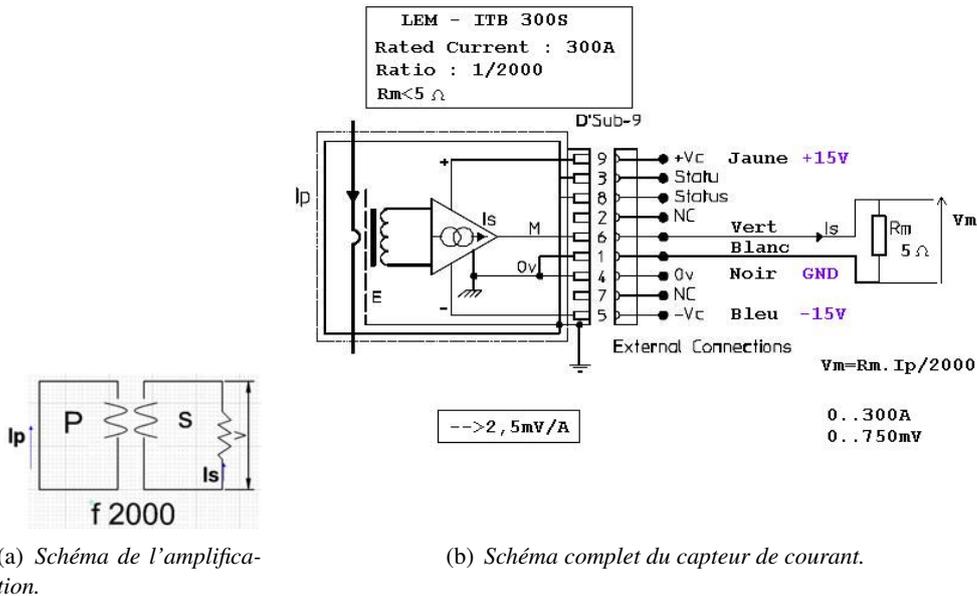


FIGURE 2.17 – Capteur de courant.

2.3.2 Évaluation de la puissance électrique

Mesure de courant

Les capteurs de courant et tension sont connectés au boîtier NI. Pour le courant, on utilise un capteur *ITB 300-S LEM* (Lem [75]). Il fonctionne comme un transformateur avec un facteur de conversion de 2000. Il peut mesurer un courant nominal de 300A (3000A de surcharge) avec une erreur globale inférieure à $\pm 0.05\%$ sur la mesure (valeur estimée pour le courant nominale de 300A ; c'est l'erreur de conversion sur le facteur 2000), une erreur de linéarité inférieure à 0.001%, un temps de réponse à 300A de moins que $1\mu s$ et la possibilité de fournir une variation de courant jusqu'à $100A/\mu s$. Comme il faut enregistrer le signal du capteur avec le boîtier d'acquisition, on est obligé de transformer le courant « I_s » en tension : en fait, le boîtier ne permet d'acquérir que des tensions. Pour cela, on utilise une résistance de 5Ω (en fait, il s'agit de deux résistances de 10Ω en parallèle, d'une précision de $\pm 0.1\%$). Le schéma est présenté sur la figure 2.17(a). Il faut noter que « p » indique le courant « Primaire » (courant fort, celui qui est mesuré), et « s » le courant « Secondaire ».

Or, les erreurs s'ajoutent, celle du capteur ($\pm 0.05\%$) et celle de la conversion courant tension $\pm 0.1\%$, plus celles de la chaîne d'acquisition (amplificateur, convertisseur du boîtier NI, ...).

La précision globale est améliorée en procédant à un étalonnage. La seule erreur qu'on n'est pas en mesure de corriger est celle propre au capteur, puisqu'il faudrait injecter un courant « I_p » dont l'intensité doit être connue avec une précision meilleure que $\pm 0.05\%$. L'étalonnage consiste simplement à obtenir la courbe qui corrèle la tension mesurée par le boîtier en fonction du courant « I_s ». Pour cela, on injecte un courant stable « I_s » de quelques microampères, que l'on mesure précisément (avec un calibre *Fluke725*, qui monte à $24mA$ avec une précision de $\pm 0.02\%$ relative à la valeur maximale de $24mA$). On regarde donc la tension mesurée par le boîtier NI, pour plusieurs valeurs de « I_s ». Ainsi, on obtient une courbe $I_s = I_s(V)$ dont la pente et l'offset sont les facteurs qui permettent d'obtenir la valeur du courant. Grâce à la courbe, le signal entrant dans le boîtier NI,

un signal de tension, est directement transformé. Il faut enfin noter que le signal de sortie est amplifié grâce à un amplificateur *ina118*. Le facteur de conversion 2000 fait qu'un courant « I_p » de $1A$ correspond à un courant « I_s » de $1/2000A$. La tension aux bornes d'une résistance de 5Ω est ainsi de $1/2000 \cdot 5 = 2.5mV$. La résistance ne peut pas être augmentée parce que le capteur ne l'admet pas. Ce facteur d'échelle $2.5mV/A$ est trop faible et, en conséquence, on a donc besoin d'un amplificateur. Il est couplé à un filtre passe-bas, afin de réduire le bruit. Pour réduire les erreurs de mesure, l'ensemble de la chaîne de mesure et de conversion est étalonné.

Mesures de tension

Le capteur de tension est un voltmètre. Il s'agit du *multimètre MY-64*. Il mesure jusqu'à $1000V$ si le courant est continu, avec une résolution de $0.1mV$ si la gamme est $200mV$, $1mV$ si la gamme est $2V$, $1mV$ si la gamme est $20V$ et si elle est $200V$, $0.1V$. La précision est de $\pm 0.5\%$ de la valeur lue en « digits » plus $1digit$. Il est équipé avec deux câbles qui peuvent toucher la surface du clinquant où l'on veut. Il a été étalonné via un deuxième capteur, le *PM 2525, Philips*. Celui-ci peut afficher jusqu'à $6 digits$ en mode « haute résolution » (sur $200mV$, $1\mu A$) et sa précision est de 0.02% de la valeur lue, en plus 0.01% de la gamme ($200mV$, $2V$, $20V$, $200V$, $2000V$). Une alimentation $0 - 15V$ de quelques milliampères a été utilisée lors de l'étalonnage. Les valeurs données par les deux voltmètres ont été ainsi confrontées.

Il faut noter que les mesures locales de tension ne peuvent être faites qu'en appliquant les deux fils à la main sur le clinquant. Si on adopte une fixation, le contact n'est pas bon. Des fortes résistances de contact qui perturbent les mesures sont donc occasionnées. En conséquence, la mesure de résistance sur la zone du clinquant investiguée est faite au début et pas pendant chaque essai. La mesure de tension globale, aux bornes des tresses alimentant le clinquant, est faite pendant les essais. Les mesures simultanées du courant et de la tension permettent de connaître la puissance délivrée globalement. Grâce au relevé de tension locale, et donc à la connaissance de la résistance du clinquant de la zone observée, on est capable d'évaluer la puissance locale, aux variations de résistivité du métal près.

2.3.3 Mesures de la température du clinquant par thermographie infrarouge

La température du clinquant est mesurée grâce à une caméra infrarouge. Le principe de la mesure par thermographie infrarouge est rappelé ci-dessous.

Principes de la thermographie infrarouge Chaque objet émet un certain rayonnement qui est proportionnel à sa température à la puissance quatre. C'est la loi de Stefan-Boltzmann (équation 2.5) qui permet de quantifier la puissance rayonnée :

$$P_{ray} = \epsilon \cdot K_{SB} \cdot A \cdot T^4 \quad (2.5)$$

Dans l'expression 2.5, A est la surface en m^2 , T la température en Kelvin, ϵ l'émissivité et K_{SB} la constante de Stefan-Boltzmann ($5.6703 \cdot 10^{-8} W/(m^2 K^4)$). Le spectre d'émission en longueurs d'onde varie avec la température, selon la loi de Planck. Les caméras infrarouges sont des capteurs qui reçoivent le rayonnement émis naturellement. Or, l'émission dépend de l'angle de vue, de la température et aussi de la longueur d'onde. Si on connaît tous ces paramètres, on peut quantifier la température d'une surface rayonnante.

Caractéristiques techniques de la caméra La caméra qu'on utilise est une caméra sensible dans la gamme de longueurs d'onde $3.5 - 5.1\mu m$ (MWIR). C'est une caméra CEDIP JADE III MWIR. Le capteur est refroidi, à $79K$, le refroidissement étant effectué par un micro compresseur à cycle Stirling complètement autonome (un capteur refroidi donne une meilleure sensibilité (meilleur rapport signal/bruit)). La caméra est de type Focal Plane Array (FPA), c'est-à-dire qu'elle dispose d'un capteur matriciel. Ce capteur est composé de $240 \times 320 pixels^2$ en antimoniure d'indium (InSb) ; les pixels font $30 \times 30\mu m$.

Résolution spatiale Si on utilise une optique normale de $50mm$ plus une bague allonge d'un centimètre, en plaçant la caméra à $150mm$ de la surface du clinquant, la surface en pixels correspond à un champ de $25 \times 18mm$, soit un facteur d'échelle $12.8px/mm$. La profondeur de champ est $2.5mm$. Si on utilise une optique macro, avec une distance de mise au point de $40mm$ entre la caméra et le clinquant, le champ se réduit à $15mm$ ($21.33px/mm$). Si on zoome au maximum, on peut arriver à $6mm$ pour $320px$. La profondeur de champ est de $200\mu m$ avec cette optique, au plus fort grossissement. Si on considère $21.33px/mm$ alors la taille minimale visible sera de $46.88\mu m$, tandis que de $78.12\mu m$ si on utilise la conversion $12.8px/mm$. Si on zoome, on arrive à voir jusqu'à $18.75\mu m$. Même si les sites de nucléation peuvent avoir une taille plus petite, il est possible de les distinguer, car la zone ayant une température inférieure est plus large que le site même. Comme on peut voir sur la figure 2.18, cette zone froide est de l'ordre d'une dizaine de pixels, c'est-à-dire de $0.5mm$ environ ($21.33px/mm$). De plus, on évalue une température moyenne sur une fenêtre qui est de l'ordre de quelques millimètres, on ne cherche pas à connaître des valeurs ponctuelles de température. La résolution spatiale est donc plus que suffisante pour les essais.

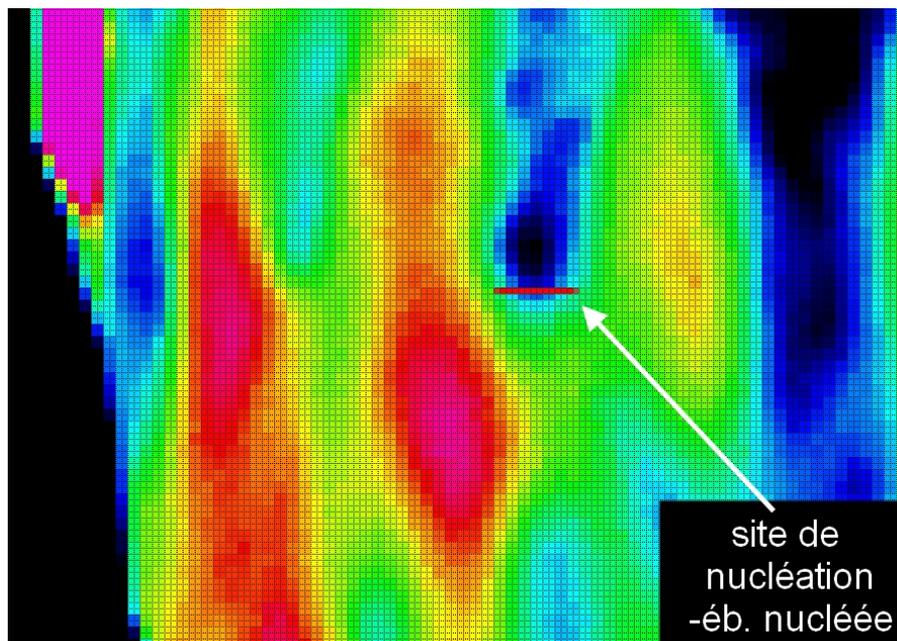


FIGURE 2.18 – Image zoomée de la paroi chauffée, ébullition nucléée.

Résolution temporelle En pleine résolution spatiale, la fréquence d'acquisition ne peut pas dépasser les $350im/s$. Si on réduit à $160 \times 120px$ on arrive à $700im/s$. Enfin, si on travaille sur une fenêtre de $64 \times 120px$ la fréquence peut être augmentée jusqu'à $1000im/s$ avec $300\mu s$ de temps d'intégration. La fréquence maximale qu'on peut atteindre est $1400im/s$, mais il faut réduire le temps d'intégration. Dans ce cas, avec une optique macro, on ne regarde que $3 \times 5.6mm$ environ. Sachant que le phénomène qu'on veut observer est très rapide, il faut travailler en « windowing », c'est-à-dire en petit champ. Si par contre on veut une carte de température plus globale, il faut renoncer à la résolution temporelle. De même, si on utilise une optique macro, on visualise une surface plus petite mais plus en détail. On a calculé le temps de diffusion dans la feuille ; il est de $0.6ms$. Cela signifie que entre chaque image, la chaleur a le temps de diffuser entre les parois. Si on considère le temps le plus court d'essai qu'on prévoit, il est de $0.1ms$. Avec $1kHz$ de fréquence d'acquisition, on a 100 images pour suivre les essais les plus courts. Cela signifie que la fréquence d'acquisition est suffisante pour nos essais.

Sensibilité et précision Le bruit de fond de la caméra est de l'ordre de $0.1^\circ C$. La caméra a 16000 niveaux de gris. Or, la courbe qui corrèle les niveaux à la température n'est pas linéaire. Si on trace les niveaux en fonction de la température, la courbe est exponentielle. Il y a donc deux possibilités : soit on renonce à la précision pour des températures réduites et on cherche à aplatir la courbe pour être plus sensible à des hautes valeurs, soit on fait l'inverse. Pour mieux comprendre, on peut observer la figure 2.19, où deux courbes d'étalonnage sont

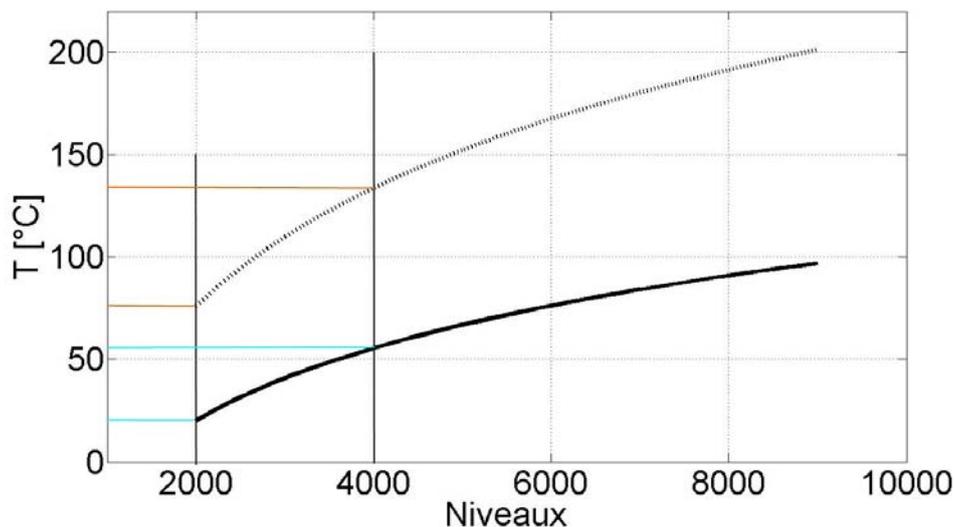


FIGURE 2.19 – Deux courbes d'étalonnage.

présentées. On considère l'intervalle 2000 - 4000 des niveaux. Sur la courbe pointillée, l'intervalle correspond à un ΔT de $58^\circ C$, alors que sur la continue à $35.5^\circ C$. La courbe continue permet d'avoir une meilleure précision sur les basses températures. Elle est associée à une fréquence de $50Hz$ et un temps d'intégration de $300\mu s$, alors que la courbe noire continue à $1kHz$ et IT de $250\mu s$ et elle a été tracée en appliquant un filtre en verre. Comme l'on voit, si on veut pouvoir monter en température, il est nécessaire d'avoir un saut de température plus élevé correspondant à un saut de niveaux. Pousser vers des températures plus élevées sans saturer la caméra peut être fait en changeant le temps d'intégration. On rappelle que le temps d'intégration

est le temps pendant lequel la surface sensible est exposée au rayonnement. L'utilisation du filtre, c'est-à-dire d'une lamelle en verre placée entre la caméra et l'objet observé, est une autre astuce pour éviter la saturation. En fait, le verre ne permet pas un bon passage des ondes infrarouge et il protège l'optique.

Étalonnage Une fois fixés l'optique, le temps d'intégration et la fréquence, il est nécessaire d'étalonner la caméra infrarouge. Le clinquant ne permet pas d'y appliquer des thermocouples pour suivre l'évolution thermique. Ils ne seraient pas assez rapides (temps de réponse trop longs par rapport au phénomène) et de plus on aurait des problèmes de fixation. Afin d'être sûr que le thermocouple mesure bien la température de paroi, il faut l'isoler de l'environnement externe, par exemple avec un film en kapton. Par contre, on augmente ainsi le temps de réponse du thermocouple. Donc, ce système ne permet pas de suivre des évolutions rapides de température. Le seul moyen de mesurer la température est la caméra et il est très important qu'elle soit bien étalonnée. La caméra est calibrée grâce à un corps noir *DCN 1000 N4*, de la société HGH. Il s'agit essentiellement d'une surface noire dont l'émissivité est de 0.98 dans la bande spectrale de sensibilité de la caméra (donnée constructeur). Des éléments Peltier placés sur la face interne du corps noir permettent de contrôler finement la température de la surface noire. Le fabricant certifie un respect de la consigne à 0.3°C près en absolu. Cet élément marche jusqu'à 80°C et donc il n'est pas suffisant si on veut travailler à des températures plus élevées. Il est quand même utilisé dans les essais plus « froids » pour son faible temps de réponse et sa précision. Il faut noter qu'un étalonnage de la caméra est nécessaire pour chaque température ambiante. Si l'environnement n'a pas une température stable, plusieurs étalonnages sont nécessaires.

On appelle ξ le niveau observé par la caméra en regardant le corps noir. Or, ξ est égal à la somme suivante :

$$\xi = \epsilon \cdot N + (1 - \epsilon) \cdot N_{T \text{ ambiante}} \quad (2.6)$$

N est le niveau numérique qu'on aurait en travaillant avec un corps noir idéal à émissivité unitaire. ϵ est l'émissivité réelle du corps noir. Le deuxième terme est ce que l'environnement réfléchit : $N_{T \text{ ambiante}}$ est le niveau à la température ambiante et $(1 - \epsilon)$ donne la proportion de la partie réfléchi. À température ambiante $\xi = N_{T \text{ ambiante}}$. Or, on connaît l'émissivité du corps noir (0.98). On trouve donc $N = N(T_{\text{consigne}})$ à partir de l'expression 2.6 :

$$N = \frac{\xi - (1 - \epsilon) \cdot N_{T \text{ ambiante}}}{\epsilon} \quad (2.7)$$

C'est le niveau qu'on mesurerait s'il s'agissait d'un vrai corps noir. Quand on a calculé N , à l'aide de l'expression 2.6 on obtient la température réelle, connaissant l'émissivité du corps. Il faut simplement mettre la nouvelle valeur d'émissivité à la place de celle du corps noir dans l'expression 2.6. La paroi qu'on regarde est une paroi métallique et donc son émissivité est très faible. L'émissivité, dans la gamme des infrarouges, exprime la capacité des matériaux à absorber ou à émettre du rayonnement dans la gamme infrarouge. Elle correspond au rapport entre l'énergie qu'un corps rayonne et celle qu'un corps noir rayonnerait à la même température. Si le matériau réfléchit beaucoup, son émissivité sera presque nulle. C'est le cas des métaux. Si le matériau absorbe beaucoup, son émissivité sera proche de l'unité, et c'est le cas d'un corps noir. Ainsi, si l'émissivité est faible, l'objet reflète la température ambiante et une mesure de sa propre température n'est pas possible. Pour obtenir des mesures via la caméra infrarouge, il est donc nécessaire que l'émissivité soit élevée.

Amélioration de la mesure La feuille métallique, qui ne donnerait pas des bonnes mesures IR telle qu'elle est, peut être peinte en noir, en augmentant ainsi son émissivité. La coloration peut être faite aisément pendant la réalisation du montage de la cellule d'essai ou une fois la cellule montée, car l'arrière de la feuille métallique

reste libre.

Le choix de la peinture, par contre, doit être fait avec soin. La première raison est qu'une peinture mate dans le visible n'est pas forcément mate dans l'infrarouge. De plus, il faut qu'elle puisse résister à des températures élevées.

Plusieurs peintures ont été testées. On a vérifié que la couleur ne soit pas réfléchissante dans la gamme IR à l'aide de la caméra thermique. La peinture qui semble être la meilleure est la *BELTON SPECTRAL Lackspray, RAL 9005, NOIR MATE* (Belton [80]). Des mesures ont été effectuées par Kim (Kim [82]) afin de connaître son émissivité. La valeur trouvée est de 0.94 dans la gamme des infrarouges de longueur moyenne ($3 - 5\mu m$), gamme dans laquelle on travaille. Cette peinture malheureusement ne résiste pas à plus de $120^{\circ}C$ et donc n'aurait pas été utilisable pour les essais à température de pointe prévue de $200^{\circ}C$.

N'ayant pas trouvé chez le même fournisseur une peinture d'émissivité équivalente pour des hautes températures, on a testé des produits d'autres marques. Le problème est que pour les hautes températures, des particules de métal sont ajoutées à la peinture et donc l'émissivité baisse. En outre, il est difficile de juger de l'émissivité dans le domaine de l'infrarouge à l'œil.

Le produit choisi finalement est une peinture noire mate, la *JELT noire mate* (Jelt [81]), qui résiste jusqu'à $700^{\circ}C$ et qui semble être opaque aux infrarouges. Il serait intéressant de mesurer son émissivité. En comparant l'image obtenue avec la caméra thermique de la peinture *BELTON SPECTRAL* et celle de la peinture *JELT*, on pense que l'émissivité de la peinture *JELT* est aussi de l'ordre de 0.94, en considération le fait qu'elles réfléchissent de la même façon.

On connaît donc l'émissivité de la paroi et on considère qu'on regarde orthogonalement la surface et on ne tient pas compte de l'angle de courbure du clinquant. À la fin de la démarche de conversion des niveaux de gris en température, on a une courbe, comme celle sur la figure 2.19, qui associe justement une température à chaque niveau de gris de la caméra.

Du réglage à l'acquisition Avant les mesures, il est aussi nécessaire d'effectuer une correction de non-uniformité. Cela est fait en deux points, c'est-à-dire à température ambiante et à la température maximale du corps noir.

Pour les tests à haute température on a utilisé un autre corps noir, le calibre infrarouge de précision 4181 de la division Hart Scientific de Fluke. Ce corps peut monter jusqu'à $200^{\circ}C$ mais il est intrinsèquement corrigé pour travailler dans une gamme infrarouge $8 - 14\mu m$ et en plus il a un réglage de l'émissivité intégré. Pour l'utiliser on recale la courbe des niveaux obtenue avec ce corps avec celle du corps noir *DCN 1000 N4*, en faisant une correction préliminaire pour enlever la correction interne. Les caractéristiques de ce corps sont présentées par Fluke (Fluke [87]). Comme on a besoin de protéger la caméra en cas de fuites éventuelles du fluide de la section d'essai, un hublot transparent aux infrarouges (calcium fluoride, CaF_2) est placé face à la caméra. Il est intégré dans la correction et dans l'étalonnage. Le montage est présenté sur la figure 2.20.

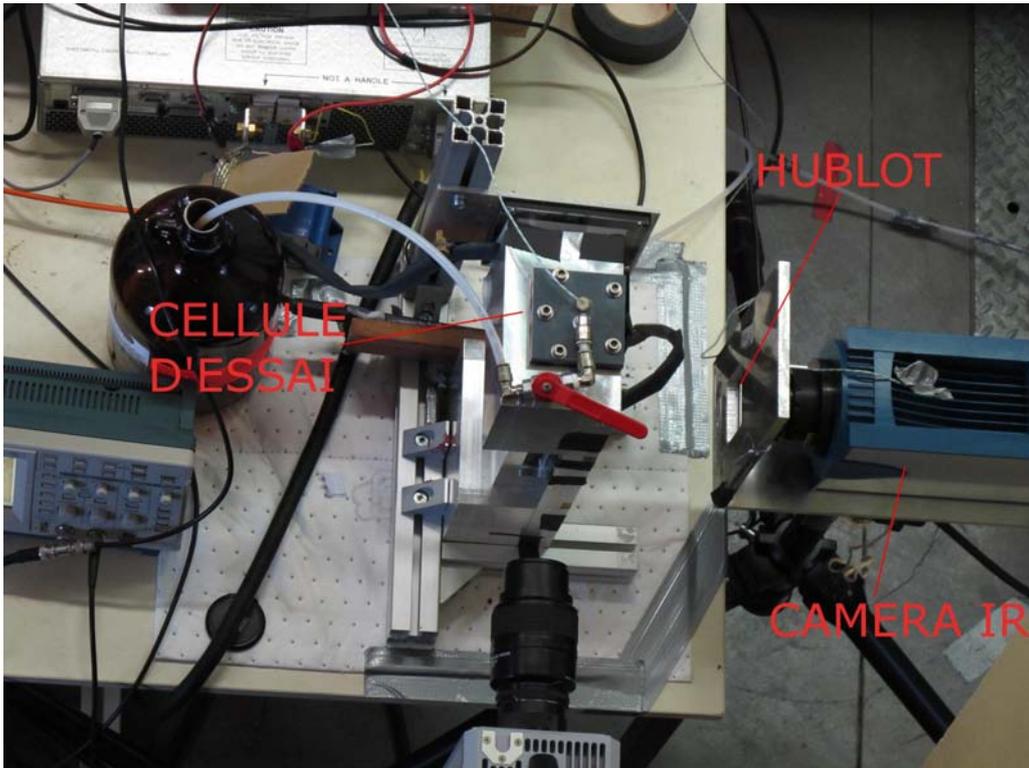


FIGURE 2.20 – Protection de la caméra thermique à l'aide d'un hublot de calcium fluoride.

Comme on peut voir sur la figure 2.20, la caméra filme la partie concave du clinquant (fig. 2.21, en détail). Il est nécessaire de couvrir avec un masque les bords collés du clinquant. Ils montent en température plus que le clinquant, sur les essais longs, et ça risque de faire saturer la caméra.

Le logiciel *Altair* permet de faire l'acquisition des images sur un ordinateur. Grâce au logiciel, on peut voir

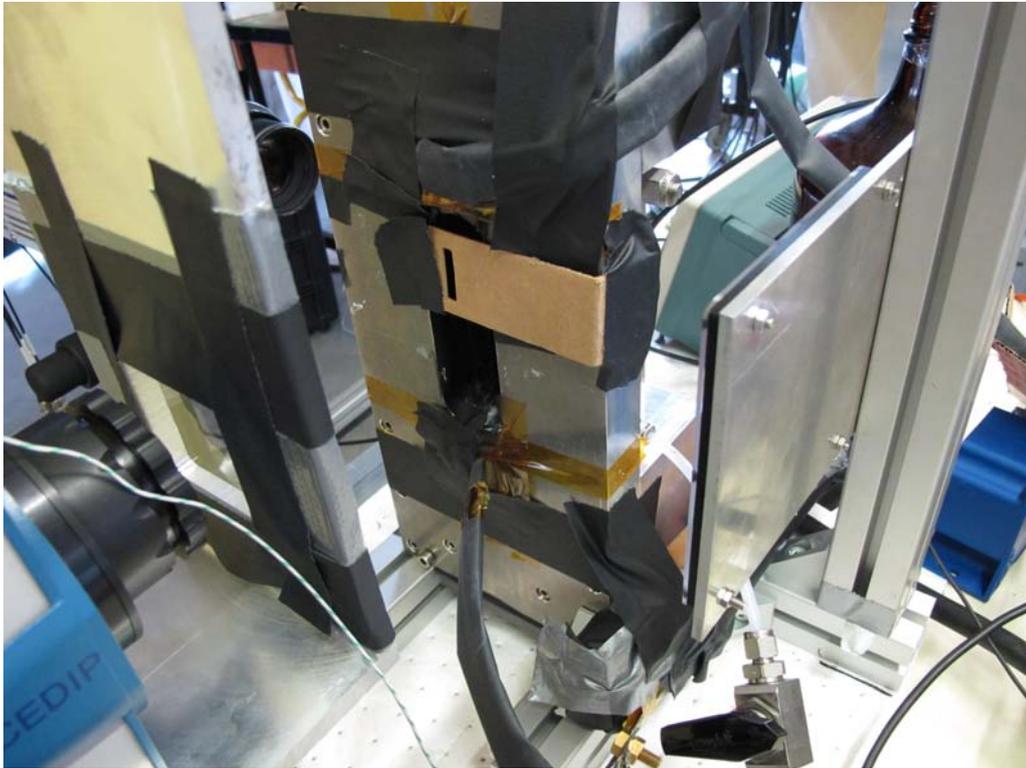


FIGURE 2.21 – Positionnement de la caméra thermique.

l'évolution thermique de la paroi au cours du temps et ne se focaliser que sur la zone centrale du clinquant qui nous intéresse .

Conclusions La thermographie infrarouge permet donc d'effectuer des mesures précises, vu que, au moyen de l'étalonnage, on s'assure de ne pas avoir des incertitudes importantes sur les mesures. De plus, elle permet de suivre des phénomènes même très rapides, sa fréquence d'acquisition allant jusqu'à $1kHz$. Enfin, elle a une résolution spatiale suffisante pour nous donner des informations sur le champs thermique de la paroi chauffée.

2.3.4 Visualisation par caméra rapide

Une caméra rapide permet de filmer le clinquant et les phases d'ébullition. C'est une caméra rapide *PHOTRON*, RS3000. En pleine résolution, elle peut acquérir jusqu'à $3000im/s$ de $1024 \times 1024px$. Dans cette configuration, le temps d'enregistrement est de 3s. Il est possible de réduire la taille de l'image pour augmenter la fréquence et le temps d'acquisition. Dans les essais de la première campagne de mesure en ébullition en



(a) Bulles qui se forment à la paroi.

(b) Film de vapeur, essai rapide.

FIGURE 2.22 – Visualisation avec caméra rapide.

vase, on a choisi une fréquence de 500im/s . Une fois fixées les valeurs de la fréquence et du temps d'exposition, une correction de non-uniformité est nécessaire. Un temps d'exposition assez court (dans la première campagne d'essai 0.3ms) est choisi, afin d'éviter le flou de bouger sur les images. Pour les tests rapides, on a utilisé une fréquence de 12000im/s , qui donne 1200 images pour un test de 0.1s , et on a diminué le champ de vision à $512 \times 384\text{px}$. La résolution spatiale est suffisante pour voir les bulles et le film de vapeur se développer, la résolution temporelle permet de suivre même les tests de 0.1s de durée. La figure 2.22 montre des bulles qui se forment pendant un test « long » de quelques secondes (fig. 2.22(a)) et la figure 2.22(b) le film de vapeur d'un test rapide de 0.1s (le film de vapeur fait 0.2mm environ). La caméra rapide nécessite un éclairage. Une backlight *SLLUB Phlox*, c'est-à-dire une source diffusante de lumière en arrière plan, de luminance 60kcd/m^2 et de $100 \times 100\text{mm}$ de taille, est utilisée (*Phlox* [90]).

Un étalonnage spatial de la caméra rapide est réalisé en filmant une mire de barres, placée dans le fluide, dans le plan de mise au point de la caméra. Cette mire permet de connaître le facteur de conversion pixels en millimètres.

Une vérification de la position de la zone filmée a été aussi effectuée, afin d'avoir les deux caméras regardant la même partie du clinquant.

2.4 L'évaluation des flux

Comme on a vu, on contrôle la puissance électrique délivrée par l'alimentation électrique et on mesure la température de paroi. Il nous intéresse d'évaluer le flux de chaleur qui sort de la feuille vers le HFE7000, pour pouvoir analyser les régimes d'ébullition. Ce flux peut être calculé à partir des mesures effectuées, mais il faut estimer les pertes dans les plaques latérales pour connaître exactement la chaleur passée au fluide. On choisit de traiter ce problème à l'aide de simulations numériques.

Un modèle thermique de la section d'essai a été réalisé sous COMSOL Multiphysics, afin de comprendre la répartition des flux de chaleur au sein de la cellule d'essai. La génération d'énergie chauffe la feuille métallique (c'est l'effet Joule). Celle-ci est en contact avec le liquide et les plaques latérales, comme la figure 2.23 le montre. Il est donc primordial d'estimer combien de flux passe dans les plaques latérales et si le matériau constituant les plaques a une influence sur les flux latéraux. Les plaques latérales peuvent être soit en quartz, dont la conductivité thermique est assez faible ($1.3 \frac{W}{m \cdot K}$), soit en alumine, matériau ayant une forte conductivité ($27 \frac{W}{m \cdot K}$). Si le matériau transmet bien la chaleur, cela empêche d'avoir un point chaud au niveau du collage avec le clinquant. Par contre, il y a beaucoup d'énergie qui passe dans les plaques. Vice versa, quand la conductivité est faible, il y a une frontière très chaude, mais moins de pénétration de flux.

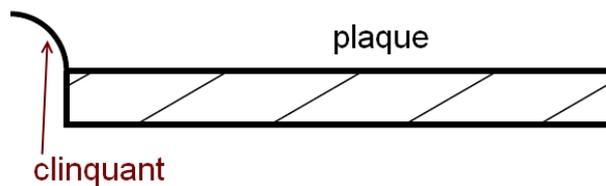


FIGURE 2.23 – Clinquant et plaque : on considère la moitié du système car il existe un axe de symétrie.

2.4.1 Le modèle COMSOL Multiphysics : description et validation

Pour définir le modèle à utiliser, on a profité de la symétrie du problème : seulement un demi-clinquant et une des deux plaques ont été gardés. Le clinquant fait $50 \mu m$ d'épaisseur et a les propriétés de l'AISI304 : sa densité est de $7930 kg/m^3$, sa conductivité thermique est de $16.3 W/(mK)$ et sa chaleur spécifique de $503 J/(kgK)$. La plaque est soit en quartz ($\rho = 2203 kg/m^3$, $c_p = 703 J/(kgK)$, $\lambda = 1.38 W/(mK)$) soit en alumine ($\rho = 3900 kg/m^3$, $c_p = 900 J/(kgK)$, $\lambda = 27 W/(mK)$). La plaque fait la même hauteur que la partie du clinquant collée ($3 mm$) et elle n'est longue que de $10 mm$. Cette dimension est suffisante pour la pénétration du flux de chaleur, flux qui constitue une perte lorsqu'on veut chauffer le clinquant. On néglige la colle et on imagine que le clinquant est cylindrique avec un rayon de $4.2 mm$ interne. Le modèle est présenté sur la figure 2.24. Comme on peut voir, il y a trois éléments différents : deux font partie du clinquant et le troisième correspond à la plaque.

Pour vérifier le degré de raffinement du maillage nécessaire, des tests ont été effectués. La chaleur générée à l'intérieur d'un élément, q_{Gen} , est égale à la variation de son énergie interne et au flux sortant, ϕ_{out} , comme marqué dans l'équation 2.8 :

$$q_{Gen} = \rho \cdot c_p \cdot Vol \cdot \frac{dT}{dt} + \phi_{out} \quad (2.8)$$

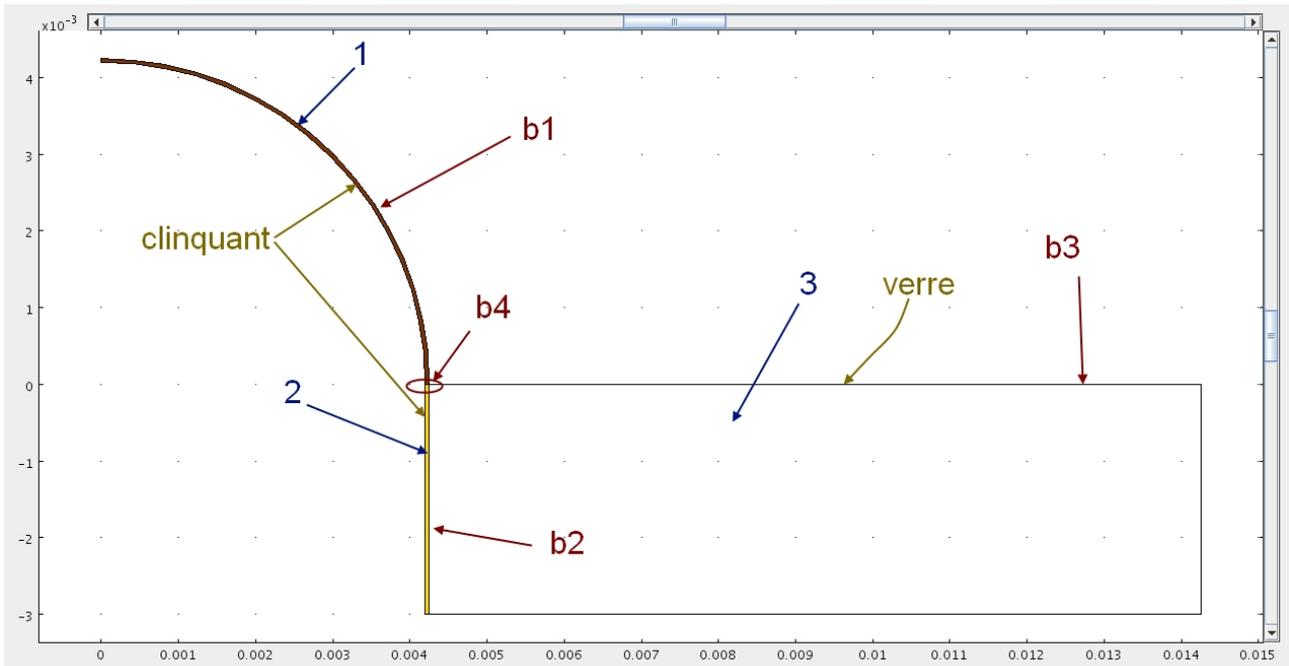


FIGURE 2.24 – Modèle COMSOL MULTIPHYSICS. Les éléments sont marqués en bleu et les frontières en rouge (*b*).

où Vol est le volume de l'élément.

Or, si on impose la chaleur générée dans le clinquant, le flux ϕ_1 sur la face $b1$ et le flux ϕ_3 , sur la face $b3$, on peut calculer ϕ_2 , flux traversant la frontière $b2$. Cela peut être fait de trois façons : à partir du bilan des flux sur l'élément 3, ou du bilan sur le couple d'éléments 1 et 2, c'est-à-dire en considérant le flux qui passe du clinquant entier à la plaque, et enfin en passant par le calcul du flux ϕ_4 , qui vient du bilan sur l'élément 1, et en l'utilisant pour effectuer le bilan de l'élément 2. La première façon est à partir du bilan des flux de l'élément 3. On impose le flux sortant $b3$ et on sait qu'il n'y a pas de génération de chaleur dans le verre. On sait donc que la variation d'énergie interne est égale au flux qui rentre dans l'élément 3 (verre). La deuxième façon est à partir du bilan du clinquant entier : on connaît la chaleur générée dans les éléments 1 et 2 et le flux ϕ_1 allant vers le fluide. L'expression 2.8 donne le flux qui passe du clinquant vers le verre. Enfin, on peut considérer la partie 1 du clinquant, où l'on connaît la génération interne et le flux ϕ_1 . Dans ce cas, on calcule ϕ_4 et le bilan selon la relation 2.8 pour obtenir le flux qui traverse la frontière $b2$.

On est donc parti d'un maillage grossier à mailles rectangulaires, et on a continué à raffiner jusqu'à obtenir une valeur constante au millième de W , pour les trois bilans. Raffiner plus n'aurait pas donné d'amélioration sur le calcul. Une fois fixé le maillage, le pas de temps a aussi été vérifié.

Successivement, on a vérifié pour la géométrie étudiée qu'imposer une température de frontière issue d'un flux connu imposé, donne bien le même flux d'origine.

2.4.2 Simulations

Une fois choisis les paramètres des simulations, on a effectué des calculs en imposant la température de la frontière 1. En fait, cette température est donnée par les mesures infrarouges, en admettant que le gradient thermique du clinquant est négligeable. On a aussi imposé une génération de chaleur dans le clinquant, correspondante au cas pour lequel la courbe de température au cours du temps a été choisie. La variation de la température de la paroi a été schématisée selon trois lignes, comme la figure 2.25 le montre (courbe pointillée).

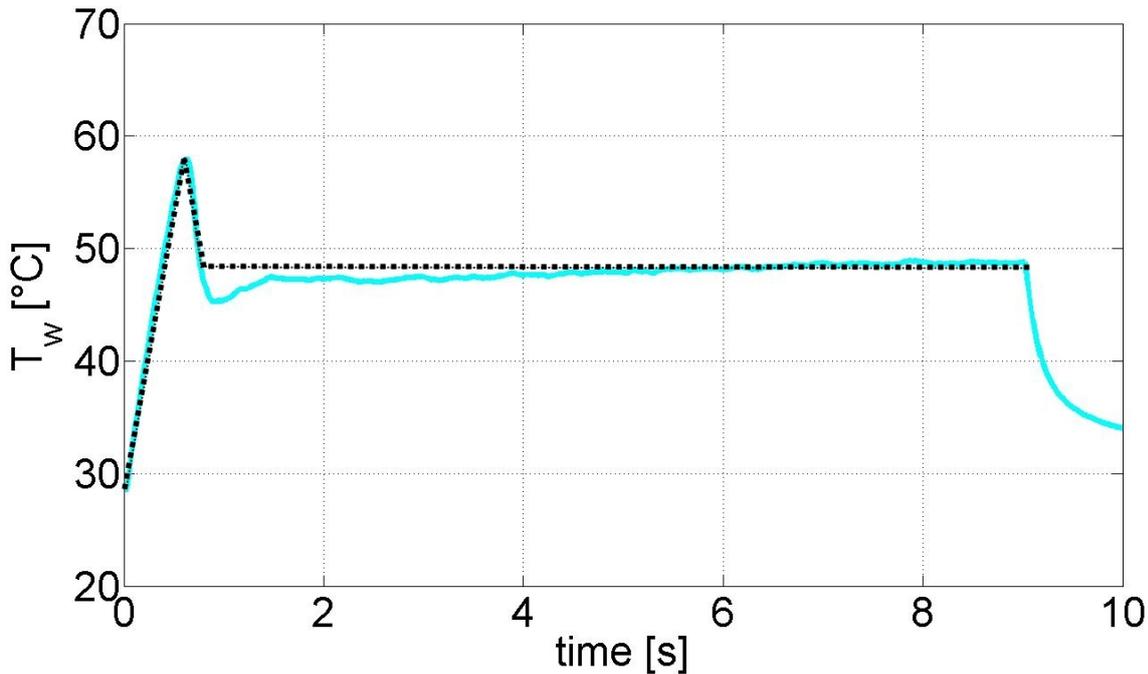


FIGURE 2.25 – Schéma de l'évolution temporelle de la température de paroi.

Dans un premier temps, toute la courbe d'ébullition a été considérée, mais il se trouve que la partie d'ébullition, ayant une durée bien plus longue que la partie de convection, peut être traitée directement à partir des conditions initiales. La première partie jusqu'au déclenchement en fait n'influence pas les échanges en ébullition nucléée à long terme. Dans les deux cas, ce qui est important est que le flux traversant la frontière 4 est de l'ordre du 0.4% du flux total généré dans le clinquant (par exemple, il n'est que de $0.4W$ si la génération est $91W$). On peut en conclure que le flux qui est généré dans la partie du métal collée à la plaque, va dans la plaque, alors que la partie générée dans le clinquant en contact avec le liquide part dans le liquide même. Pour cette raison, afin de calculer le flux sortant du clinquant vers le fluide, il est suffisant de considérer la partie courbe de la feuille métallique et on peut négliger les plaques. Cela demeure vrai dans le cas du verre et de l'alumine aussi et quand on change le flux sortant de la frontière 3. En effet, on ne connaît pas ce flux a priori, mais une étude de sensibilité montre que le flux qui traverse la frontière 2 n'est pas vraiment très influencé par la valeur de l'échange entre la plaque et le fluide (b_3). La variation du flux traversant la frontière 1 est inférieure à 1% quand on fait varier le flux sortant ϕ_3 entre $1W/m$ et $500W/m$.

2.5 Conclusion

Dans cette partie le dispositif expérimental a été présenté. La cellule d'essai a été décrite en détail : la décision d'utiliser une feuille métallique chauffée par effet Joule a été justifiée ainsi que le choix du fluide. Ce choix est très important afin de réduire la température maximale de paroi à atteindre ainsi que la puissance à utiliser pour reproduire l'ébullition en transitoire rapide. Le clinquant métallique chauffé étant collé à des plaques de verre ou d'alumine, une analyse de la répartition des flux de chaleur a été conduite. Cette étude est une partie préliminaire pour l'évaluation des flux de chaleur passés du métal au fluide, flux qui seront quantifiés dans la suite.

La cellule d'essai peut être utilisée isolée ou bien comme élément dans une boucle d'essai. le circuit hydraulique permet le contrôle de la pression, du débit et de la température du liquide, comme on a montré.

En outre, l'instrumentation de mesure a été présentée. Les mesures par caméra infrarouges ont été traitées en détails et des informations sur les capteurs de courant, tension, pression et température ont aussi été fournies.

Ce qui est important dans cette phase de dimensionnement et le choix de l'instrumentation est qu'on a construit une cellule d'essai où il est possible de produire différentes montées en température de la feuille métallique. Des tests où le régime d'ébullition nucléée est bien établi sont possibles, mais la température de paroi peut augmenter avec des taux allant jusqu'à $2000K/s$. Cette flexibilité de fonctionnement permet d'étudier différents transitoires plus ou moins rapides. En outre, le fait de travailler avec un fluide ayant une basse température de saturation, chaleur spécifique, chaleur latente d'évaporation et flux critique, donne la possibilité de simuler les phénomènes de transfert thermique lors d'un RIA, tout en modifiant les conditions les plus contraignantes techniquement (haute pression, forte puissance, températures élevées) et facilitant ainsi des mesures de qualité. Les mesures de thermographie infrarouge couplées avec les visualisations de la caméra rapide, permettent d'évaluer avec précision la température de la paroi. Ce fait est très important surtout pour les essais transitoires, où les mesures effectuées dans le passé ont une erreur significative.

D'autres paramètres, en particulier la température du fluide, le débit et la pression, peuvent être contrôlés quand la section d'essai est insérée dans la boucle. Cela fait que l'étude de l'ébullition pourra être réalisée sur une large gamme de paramètres.

Chapitre 3

Résultats expérimentaux : classification, caractéristiques et incertitudes

3.1 Introduction

Dans le chapitre 2, on a présenté l'installation expérimentale et les techniques de mesure qu'on utilise. Dans ce chapitre, on va se focaliser tout d'abord sur le protocole d'essai. Il faut fixer une procédure pour connaître exactement les caractéristiques de la section d'essai (résistance et dimensions du clinquant) et pour que les mesures soient valides (étalonnage des caméras). Il s'agit aussi d'établir les conditions initiales, c'est-à-dire d'activer les sites de nucléation et de régler pression, débit et température quand on travaille en boucle. Des tests où la cellule d'essai était séparée du circuit ont été réalisés, mais des essais où elle était dans la boucle aussi.

Une fois cette procédure terminée, on peut déclencher l'alimentation électrique et chauffer la feuille métallique en générant de l'ébullition. À une première phase du chauffage où les échanges ne se font que dans le liquide, suivent le régime d'ébullition nucléée et éventuellement en film. Les caractéristiques de l'évolution de la température de paroi au cours du temps, ainsi que les méthodes pour évaluer cette température à partir des images infrarouges et le flux passé au fluide à partir de la puissance délivrée, sont aussi présentées dans ce chapitre. Une section est dédiée à l'analyse des erreurs expérimentales.

Enfin, on parlera de l'analyse de l'écoulement semi annulaire : comme cette géométrie n'a pas été étudiée auparavant, il a fallu la caractériser via des mesures PIV, parce que les échanges thermiques sont influencés par les caractéristiques de l'écoulement.

3.2 Protocole d'essai

Avant de démarrer les expériences, il est nécessaire de connaître les caractéristiques de la section d'essais, d'étalonner les instruments de mesure et d'établir les conditions initiales. On va donc présenter le protocole d'essai.

La première phase des expériences consiste dans la caractérisation du clinquant. Une fois la feuille métallique collée et peinte en noir, il est nécessaire de mesurer ses dimensions. Il s'agit d'une donnée importante pour

déduire le flux passé de la paroi au fluide à partir de la puissance électrique délivrée par l'alimentation. On détermine la longueur de la feuille ainsi que le diamètre du demi cylindre formé. Malheureusement, comme la procédure de collage est manuelle, le cylindre n'a pas toujours le même rayon d'un clinquant à l'autre, et il existe une variation du rayon même le long de sa longueur. Les erreurs et les incertitudes de mesure sont décrites dans la partie 3.8. Pour ce qui concerne la partie collée, son épaisseur dépend de l'épaisseur des plaques latérales (3mm) et de la partie du clinquant pas coupée ($\approx 1mm$).

La deuxième phase est la caractérisation électrique. La résistance du clinquant est mesurée ainsi que les pertes au niveau du raccord entre les pattes coupées dans la feuille et les tresses qui partent de l'alimentation électrique. Cela ne peut être fait que pour des faibles valeurs de courant, car la mesure est manuelle. Cette mesure est donc effectuée avant l'essai. Les mesures de courant et tension en sortie de l'alimentation permettent quand même de connaître la résistance du système et donc de l'élément chauffé au cours du test, si on tient compte des pertes de la connexion (pour les détails voir la partie 3.7). Comme déjà remarqué, la résistance du clinquant ne varie pas beaucoup même pour des fortes variations de courant.

Une fois que la cellule d'essai est en place, on effectue un étalonnage de la caméra rapide avec une mire de barre (10barres/mm). Le positionnement de la caméra rapide par rapport à la caméra infrarouge est aussi vérifié. Pour ce qui concerne la synchronisation, quand on déclenche la caméra infrarouge la caméra rapide démarre avec un décalage aléatoire. Cela a été vérifié en filmant une étincelle avec les deux appareils. Pour cette raison, le signal de la caméra rapide est enregistré directement sur le boîtier d'acquisition pendant qu'il est possible de caler le signal thermique en considérant le point de fin de la courbe de température comme étant le même que le point final du signal de courant. Cela demeure vrai aussi pour le début, car la caméra capte la moindre augmentation de température, qui peut donc être associée à un signal électrique.

Successivement, on procède à l'étalonnage avec le corps noir de la caméra infrarouge. Cela doit être fait quand la température de la pièce est bien stabilisée et quand l'appareil lui même ne change plus de température. Des thermocouples qui vérifient la température de l'environnement et de la caméra infrarouge sont utilisés tout le long de l'expérience. Si il y a une variation significative de la température un étalonnage doit être fait à nouveau.

Quand tous les instruments de mesure sont prêts et étalonnés, des premiers cycles de chauffe jusqu'à l'ébullition nucléée, sont effectués afin d'activer un nombre significatif de sites de nucléation.

Pour le cas de la boucle, il existe encore une étape : c'est le réglage de la pression du circuit à l'aide du soufflet (voir figure 2.15) afin d'être à pression atmosphérique dans la cellule d'essai. En outre, il y a la possibilité de régler la température du HFE7000, grâce au préchauffeur, mais cette possibilité n'a pas été exploitée pour ces campagnes de mesure.

Les tests peuvent alors débuter. La mesure infrarouge est couplée avec les visualisations rapides, ainsi que les mesures de courant, tension, température liquide et ambiante, et pression.

3.3 Évaluation de la température de la paroi et généralités sur les courbes de température

3.3.1 Extrapolation de la température à partir des images infrarouge

On a vu dans les sections précédentes (2.3.3) que la température de la feuille métallique est déduite des mesures infrarouges.

Les bords chauds du clinquant sont cachés à la vue de la caméra. De la partie visualisée, seulement le centre de la feuille est considéré : la courbure de la feuille pliée en demi cylindre induit une altération de l'émissivité et il ne faut donc que regarder la partie centrale. La zone investiguée est de 10mm verticalement et de 2mm horizontalement. Cela permet d'avoir une moyenne spatiale de la température. Il faut noter que, quand on a de l'ébullition en film, le film de vapeur ne se développe pas de façon instantanée partout sur la feuille. Dans ce cas, il vaut mieux considérer la température de la partie où il y a le film de vapeur spécifiquement, parce qu'une moyenne spatiale sur toute la zone de mesure sous estimerait la température de l'ébullition en film. En fait, elle tiendrait compte d'une portion de la feuille où il y a encore de l'ébullition nucléée, où l'échange thermique est bon et la température relativement basse, et d'une partie où il y a une couche de vapeur qui fait augmenter la température.

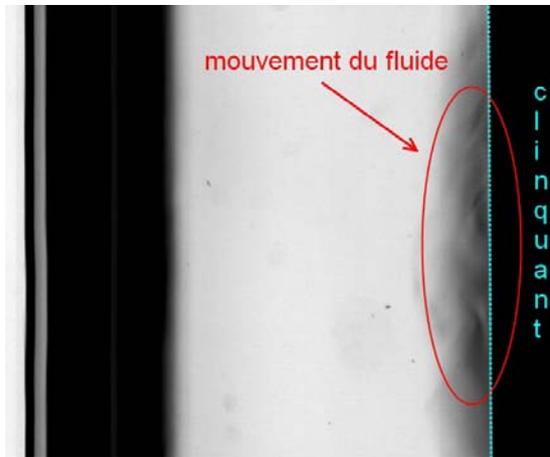
Pendant la phase d'ébullition nucléée, dans la zone qu'on considère pour la moyenne spatiale l'inhomogénéité de température est inférieure à 4°C . Cette différence est due au fait qu'au niveau des sites de nucléation, la paroi est plus froide. L'écart n'est que de 1°C pendant la phase d'échange avec le liquide monophasique.

3.3.2 Caractéristiques générales des courbes d'évolution temporelle de la température de paroi

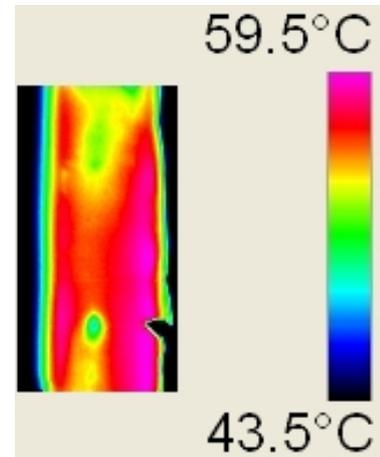
Lorsqu'on trace l'évolution de la température de paroi ainsi évaluée, on peut cerner des caractéristiques communes à tous les essais où l'ébullition est déclenchée. De manière générale, comme la figure 3.4 le montre, l'évolution de la température est intimement liée au régime d'ébullition. On va donc présenter les traits communs aux différentes parties de la courbe pour les différentes typologies d'essai, en introduisant aussi le vocabulaire qu'on emploiera par la suite.

En général, l'évolution de la température de paroi au cours du temps montre une croissance presque linéaire au tout début, croissance qui se termine avec un pic remarquable de température (fig. 3.4, courbe bleue) suivi par un soudain refroidissement. Cette croissance coïncide avec la première phase de chauffage électrique et correspond à une phase d'échange monophasique avec le liquide, par conduction/convection. Il est possible de voir du mouvement au sein du liquide quand on regarde avec les caméras rapide et infrarouge (figure 3.1). Dans le cas des visualisations, on détecte des zones à différente intensité qui sont en mouvement ; dans les images infrarouge, ce sont des taches colorées de différente température, qui bougent sur la paroi.

Le pic de température correspond au déclenchement de l'ébullition. L'échange thermique s'améliore et la température de la paroi baisse de quelques dizaines de degrés. Ensuite, l'ébullition nucléée devient le mécanisme avec lequel la chaleur générée est évacuée vers le liquide. Les bulles sont visibles sur les images de la caméra rapide et on distingue clairement les sites de nucléation sur les images infrarouge (figure 3.2).



(a) *Mouvement du fluide, caméra rapide.*

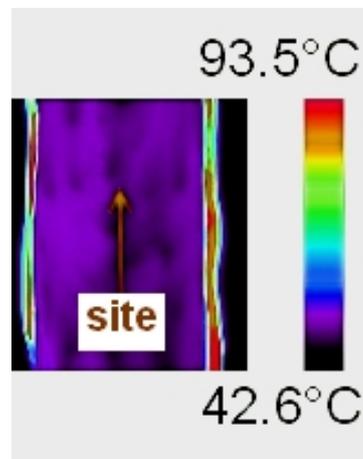


(b) *Mouvement du fluide, caméra IR.*

FIGURE 3.1 – Première partie de la montée en température, échange monophasique.



(a) *Ébullition nucléée, caméra rapide.*



(b) *Sites de nucléation, caméra IR.*

FIGURE 3.2 – Ébullition nucléée, images des caméras.

Si la puissance utilisée est suffisamment élevée, on a aussi une transition vers l'ébullition en film. Cette transition apparaît très nettement sur les images infrarouge (voir 3.3).

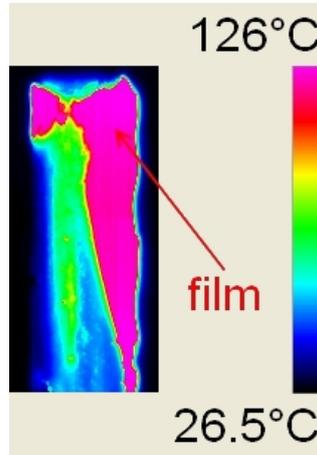


FIGURE 3.3 – Ébullition en film. Caméra IR.

La figure 3.4 schématise les différentes parties. Dans les sections qui suivent on parlera donc :

- De la **phase d'échange monophasique**, avant le déclenchement d'ébullition. Cette partie correspond à ce qui est avant le déclenchement d'ébullition, c'est-à-dire avant le premier pic de température (sur la figure 3.4 en bleu).
- Du **déclenchement d'ébullition**. Il correspond au premier pic sur la courbe de température. La température associée est appelée T_{ONB} , ONB étant *onset boiling*.
- De la **phase d'ébullition nucléée**, en rouge sur la figure 3.4. La température de cette phase est appelée T_{NB} , NB étant *nucleate boiling*. Il sera spécifié comme cette température est calculée (moyenne temporelle sur plusieurs secondes (durée de l'expérience) ou bien instantanée).
- De la **crise d'ébullition** et du flux et de la température associés, T_{CHF} et ϕ_{CHF} , CHF étant pour *critical heat flux*.
- De la **phase d'ébullition en film**, en vert sur la figure 3.4.

Quand on se réfèrera à la température du liquide HFE7000, on utilisera T_L , alors que T_W indiquera la température de la paroi chauffée.

3.4 Effet de la puissance délivrée sur les courbes de température

3.4.1 Caractéristiques de la courbe de puissance

On a vu dans le chapitre précédent que l'alimentation électrique dont on dispose est pilotable. On programme a priori un signal qui sera ensuite délivré. Le contrôle se fait sur le courant, mais la courbe de puissance que l'on obtient au final dépend de la tension : en fait, celle-ci subit l'influence de la variation de la résistance du clinquant en fonction de la température et aussi de l'augmentation des pertes de la connectique qui peuvent se produire pour des valeurs de courant élevées. La chute de tension du système peut donc varier au cours d'un

essai. Les valeurs de tension et courant sont mesurées à la sortie de l'alimentation électrique.

Si on considère par exemple le cas d'un signal carré imposé, le courant, une fois atteinte sa valeur de plateau choisie, a une variation de l'ordre de 0.3/0.4% entre la valeur minimale et maximale du plateau. Cela ne dépend pas de l'intensité du courant. La tension, au contraire, a une variation plus significative. Toujours en regardant le palier, elle ne varie que de 1/5% pour des faibles intensités de courant, et elle peut varier jusqu'à 15% environ entre son minimum et son maximum quand le signal est fort.

On peut donner quelques ordres de grandeur. On focalise l'attention sur des cas d'essai en vase. Pour un créneau de 45A et de 9s de durée, où le courant varie de 0.4%, la tension varie de 3.2%, alors que pour un créneau de 75A de 4.5s de durée, elle varie de 14.5%, le courant variant toujours de 0.4%. Les courbes de tension et courant de cet exemple-ci sont présentées sur la figure 3.5.

Cette variation de tension fait que la courbe de puissance générée n'est pas exactement carrée comme le signal de courant imposé.

Pour ce qui concerne la variation de résistance du système, si on regarde sa variation sur une gamme d'essais entre 40A et 75A, celle-ci est de l'ordre de 0.7%. On considérera donc une valeur moyenne pour chaque clinquant.

Classification des essais selon la forme de la courbe de puissance employée

On a vu donc que le paramètre de contrôle a priori des essais est le courant qu'on impose. On divise les tests en deux catégories : ceux où le signal est carré, où donc on fixe une valeur de palier, atteinte très rapidement (l'alimentation monte nominalement à 45A/s), et ceux où on utilise une montée linéaire jusqu'à un seuil de courant choisi. Le signal est alors triangulaire et on contrôle le courant maximal et le temps pour y monter. On rappelle encore une fois que, même si le signal de courant est bien carré ou croît linéairement, la puissance

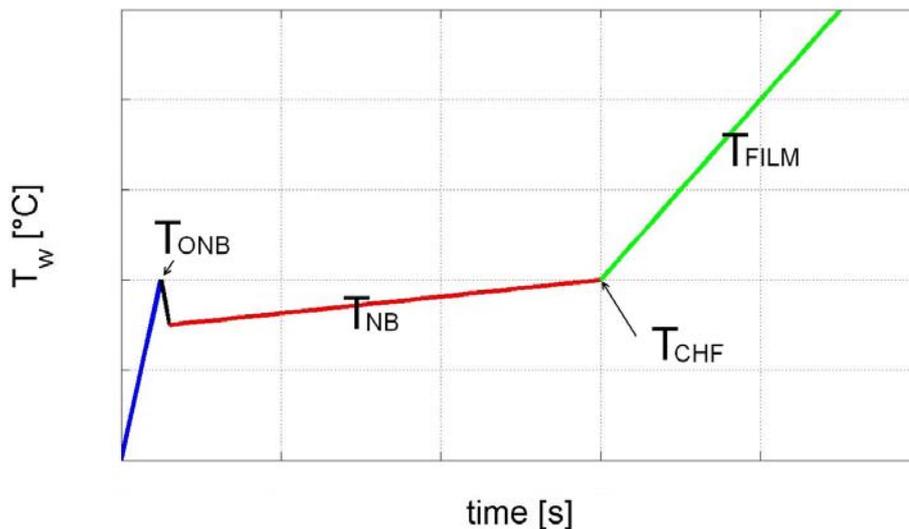


FIGURE 3.4 – Nomenclature.

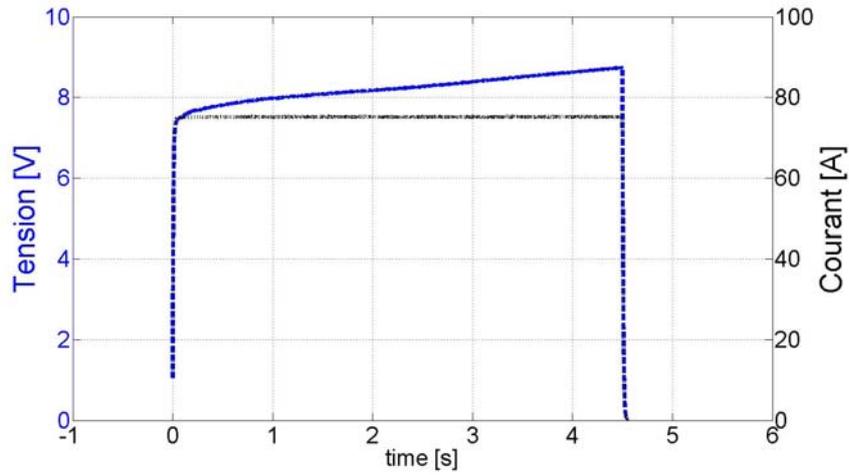
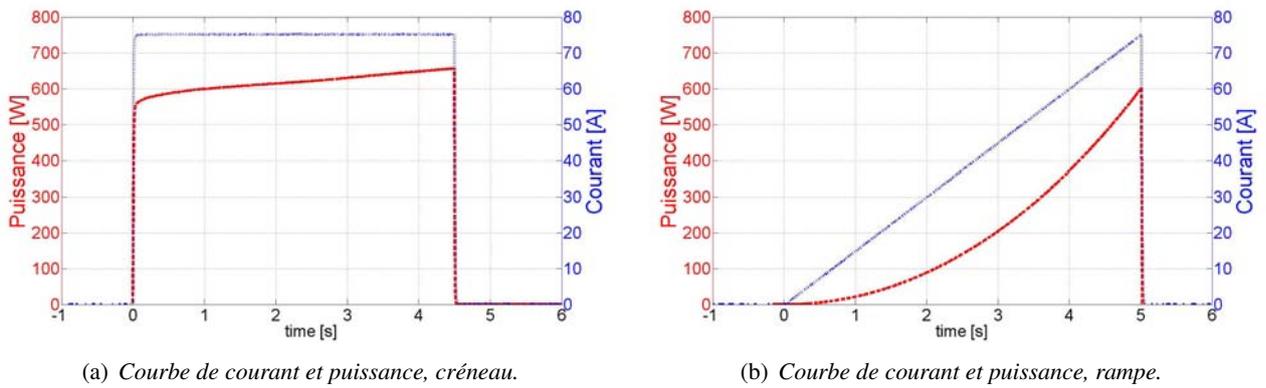


FIGURE 3.5 – Courbe de tension et courbe de courant, exemple. Le courant correspond à la courbe noire et la tension à la bleue.

engendrée est déformée à cause de la variation de la tension. La figure 3.6 montre deux exemples. L'intensité du courant utilisée est un autre critère de classification, comme on le verra dans la suite.



(a) Courbe de courant et puissance, créneau.

(b) Courbe de courant et puissance, rampe.

FIGURE 3.6 – Les signaux imposés.

3.4.2 Effet du signal électrique imposé sur la température de paroi

La puissance électrique qui chauffe la feuille de clinquant, donne des courbes de température de paroi différentes selon sa forme et selon son intensité. Les essais peuvent donc être classés soit en fonction du signal (carré ou triangulaire) soit selon l'intensité de la puissance appliquée (basse, moyenne ou haute). Cette dernière distinction est corrélée aux types de courbe de température qu'on obtient, une fois l'ébullition déclenchée. En fait, quand on travaille avec des puissances carrées, on peut avoir soit une courbe stationnaire (puissance faible) soit une courbe transitoire (puissance moyenne ou haute). Dans ce dernier cas, si la puissance est élevée, on peut déclencher l'ébullition en film. Si on utilise une puissance triangulaire, les régimes d'ébullition sont fortement transitoires, car la puissance n'est pas stable, et, dans ce cas-ci également, il peut y avoir un passage à l'ébullition en film alors que la puissance est très élevée.

Signaux carrés

Quand le signal imposé est de forme carré, la puissance délivrée atteint de suite sa valeur de palier. Dans la feuille métallique, la génération de chaleur par effet Joule ne se fait pas de façon progressive. Pour cette raison, la température monte très rapidement et on arrive au déclenchement d'ébullition après un temps très court, de l'ordre de quelques centaines de millisecondes. On considère à nouveau la figure 3.4 : la pente jusqu'à T_{ONB} , température de déclenchement, est raide dans ce cas.

L'effet de l'intensité de la puissance en jeu se voit dans les régimes d'ébullition qui suivent (courbes rouges et vertes sur la fig. 3.4).

Niveau de puissance faible On va considérer le cas des niveaux de puissance faibles qui permettent d'obtenir des courbes où la variation de la tension est moins que 5%. Dans ce cas, le signal sortant de l'alimentation est bien carré. Une fois déclenchée l'ébullition, la chaleur générée par effet Joule dans la feuille métallique est évacuée vers le liquide et donc le système est en équilibre. La température de paroi ne varie guère le long de la phase d'ébullition nucléée et le régime d'ébullition est bien établi. La figure 3.7 montre ce cas. Ce type de courbe est celui qu'on a jusqu'à 250kW de puissance électrique injectée (50A), pour les essais réalisés en vase. Des précisions pour les essais en boucle seront données par la suite.

Niveau de puissance moyen Quand la variation de tension est significative (on peut fixer le seuil à 5%), la puissance délivrée croît le long de l'essai et la température de paroi aussi. Son augmentation vient d'un côté du fait que la puissance n'est pas stable, mais aussi du fait que les échanges par ébullition ne sont pas suffisants à évacuer toute la chaleur générée. On regroupe dans la catégorie « essais à puissance moyenne » les tests où la température de paroi augmente pendant la phase d'ébullition mais où on n'arrive pas à la crise d'ébullition. Le seuil de puissance qu'on a lorsqu'on travaille en vase est de 450W (puissance moyenne évaluée pendant la phase d'ébullition nucléée) imposés (67A).

Niveau de puissance élevé Quand la puissance injectée est suffisamment haute, au dessus de ce seuil pour les essais en vase, la transition vers l'ébullition en film s'effectue. C'est le cas présenté par la figure 3.8, où l'on voit que la température en ébullition nucléée et après en ébullition en film n'est pas constante. Quand le régime d'ébullition en film est atteint, la pente de croissance de la température de paroi augmente. En fait, quand le film de vapeur se développe, il empêche une bonne évacuation du flux de chaleur. Du moment que l'on travaille

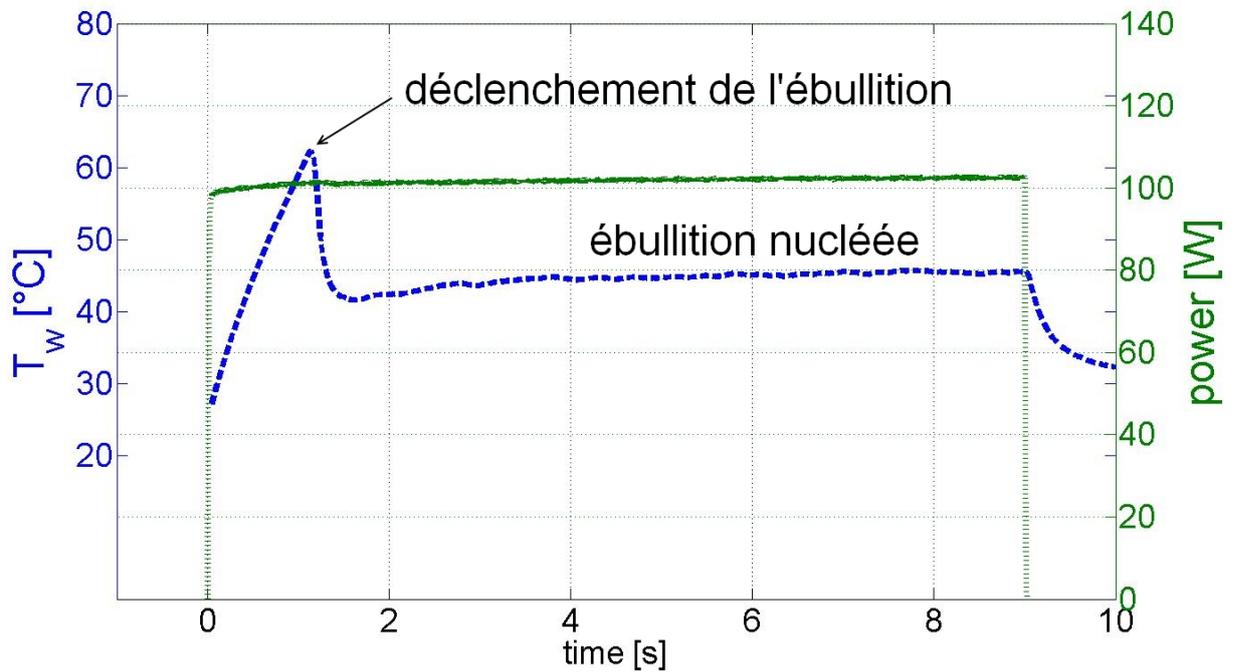


FIGURE 3.7 – Évolution temporelle de la température de paroi, cas d'un créneau de courant. Le régime d'ébullition nucléée est bien établi et la température de paroi associée est constante.

à flux presque constant, vu qu'on impose un créneau de puissance électrique qui chauffe le métal, et que le flux ne peut pas être expulsé du clinquant vers le HFE7000, la température de la feuille augmente. Le changement de pente associé à la formation du film de vapeur est visible sur la figure 3.8.

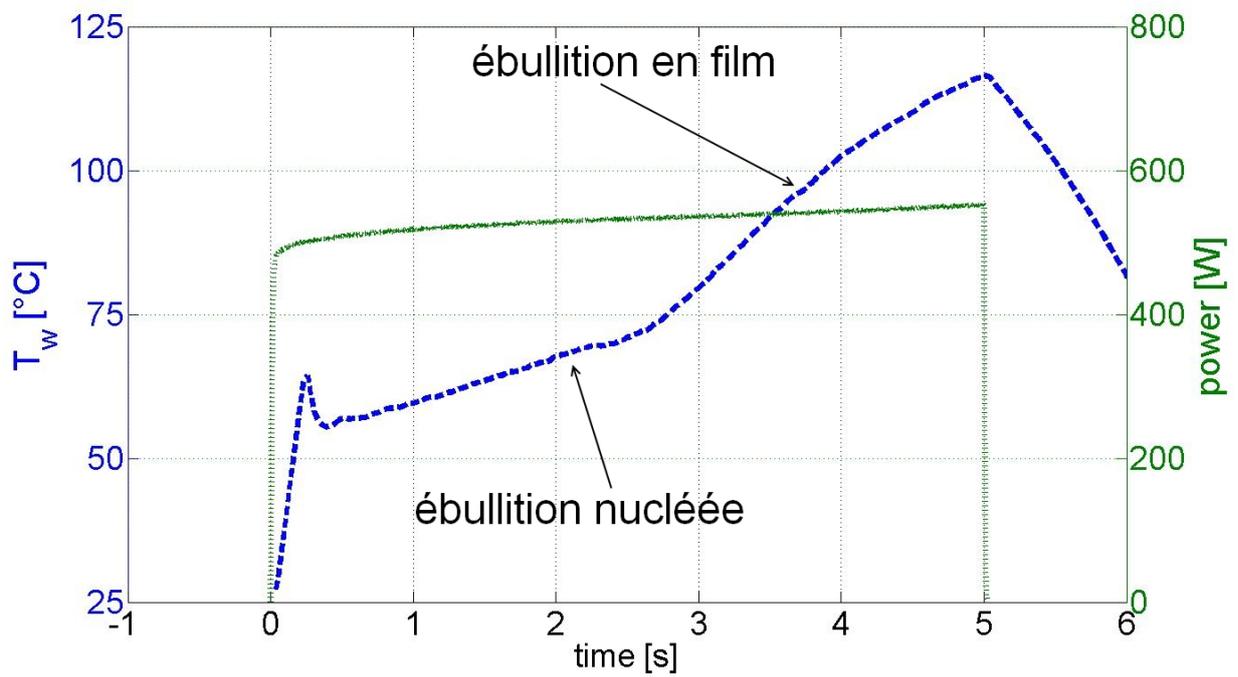


FIGURE 3.8 – Évolution temporelle de la température de paroi, cas d'un créneau de courant. La puissance élevée induit une augmentation progressive de la température de paroi. Quand il y a ébullition en film, la pente de croissance de la température augmente.

Signaux triangulaires

Quand on utilise des montées en puissance triangulaires, la température augmente progressivement au fur et à mesure que l'effet Joule croît. Le déclenchement de l'ébullition est retardé, étant donné l'échauffement de la feuille progressif. On n'est jamais dans des conditions stationnaires.

Niveau de puissance faible Les tests qu'on regroupe dans la catégorie « à puissance faible », parmi les essais à signal triangulaire, sont ceux qui ne présentent pas d'ébullition en film. L'ébullition nucléée qui suit le régime monophasique, associée elle aussi à une température de paroi qui continue à augmenter, nécessite d'un certain temps pour s'établir. Sur la figure 3.9 il est possible de voir que la partie linéaire de l'ébullition nucléée est précédée par une « boutonnière », c'est-à-dire une phase d'établissement. Pour les essais triangulaires, il

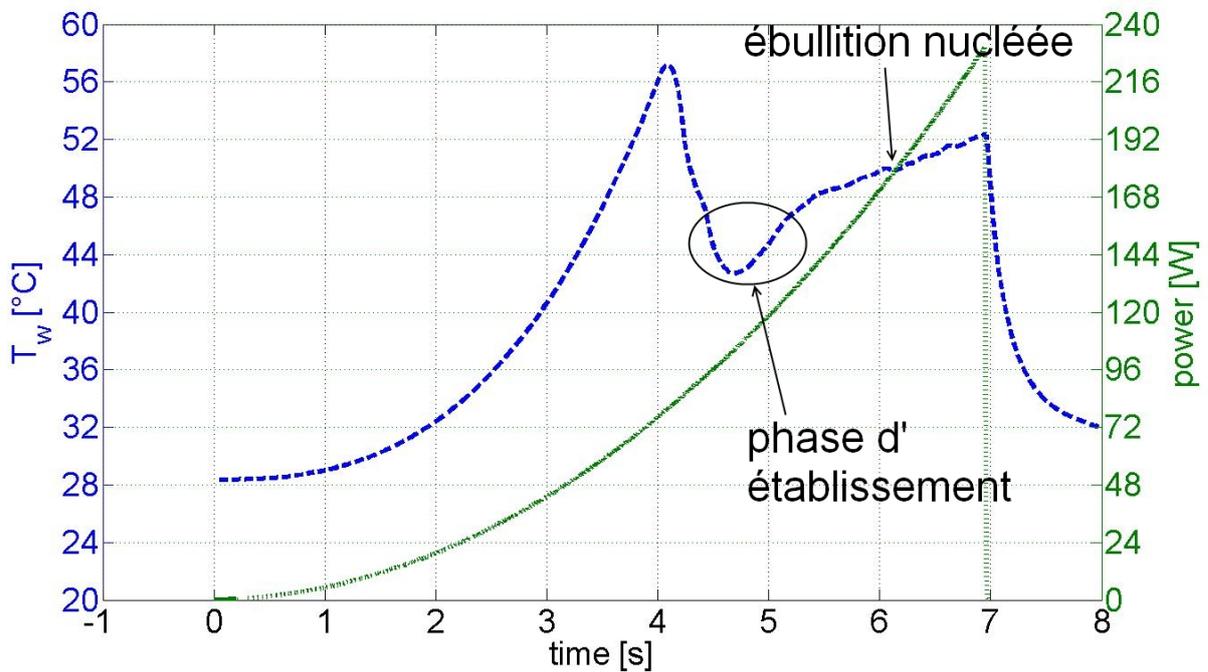


FIGURE 3.9 – Évolution temporelle de la température de paroi, cas d'un signal triangulaire de courant. La température de paroi augmente de façon progressive.

n'existe pas la distinction entre faible et moyenne puissance, car elle n'a du sens que pour les essais à signal carré, où on peut avoir des conditions stationnaires.

Niveau de puissance élevé À partir d'une puissance moyenne de la phase d'ébullition nucléée de 570W (90A), la transition vers l'ébullition en film a lieu. Le changement de régime correspond à une rupture de pente (fig. 3.10).

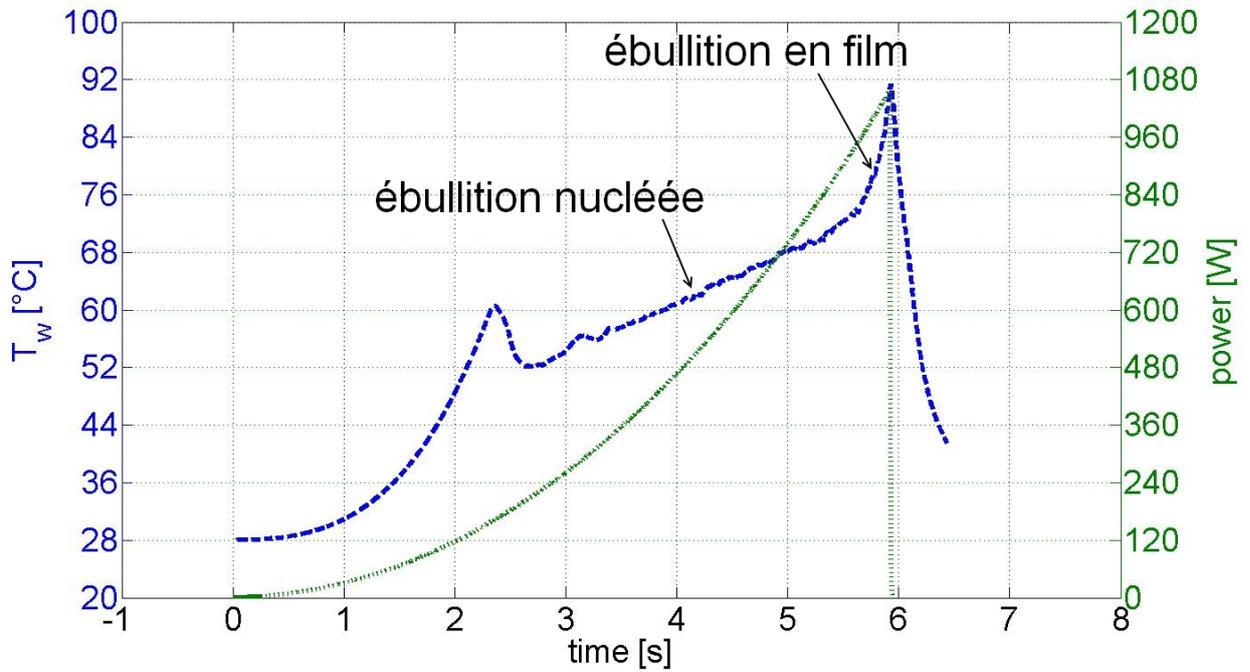
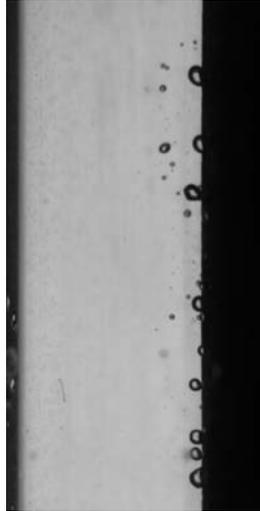


FIGURE 3.10 – Évolution temporelle de la température de paroi, cas d'un signal triangulaire de courant. Quand le film de vapeur se développe, il y a une rupture de pente. La paroi s'échauffe plus rapidement.

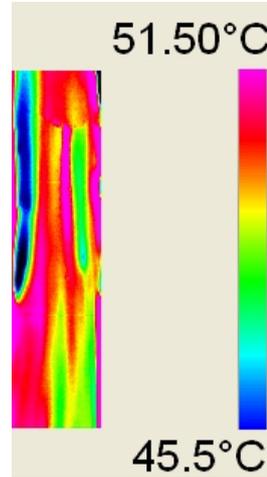
Essais en boucle

Pour les essais effectués avec écoulement, dans la boucle, on observe les mêmes types de courbes. Par contre, les valeurs de seuil données jusqu'à ce point se réfèrent aux tests en vase. La valeur limite des rampes des essais en boucle, pour un débit de $0.1l/s$, pour atteindre la transition en film, correspond à $413W$, valeur moyenne de la partie d'ébullition, (68A). Cette valeur est très proche de celle trouvée en vase. Pour les créneaux, même en augmentant beaucoup la puissance ($600W$), on n'a pas atteint le seuil d'ébullition en film. Le fait qu'on n'arrive pas à la crise d'ébullition avec des signaux carrés d'intensité élevée est probablement dû au fait que l'écoulement augmente les échanges et éloigne la crise d'ébullition.

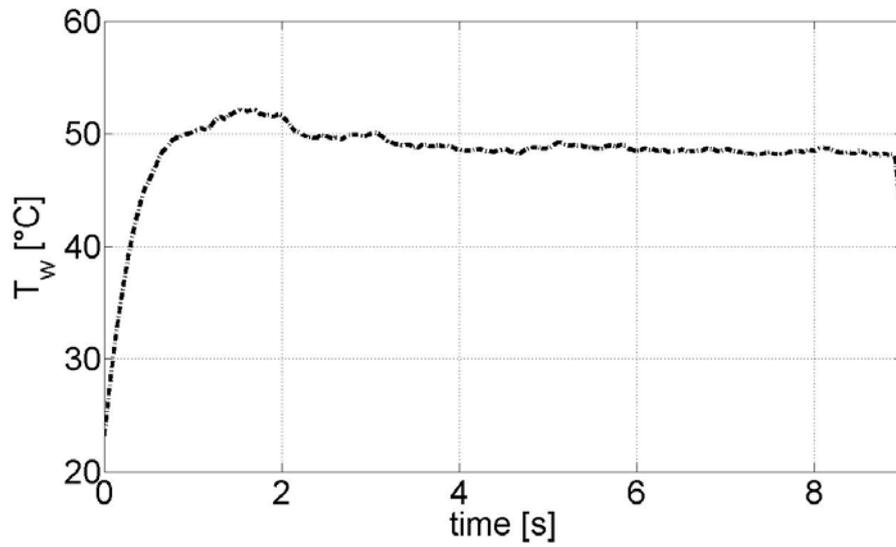
Dans le cas des tests en boucle, il existe un autre régime d'ébullition. En fait, il est possible d'avoir des bulles, générées hors du champ de vision des caméras rapide et infrarouge, qui glissent sur la paroi. Ces bulles permettent d'évacuer assez de chaleur pour que l'ébullition nucléée ne soit pas déclenchée partout. Quelques bulles sont générées sur la partie visualisée aussi. L'image 3.11 montre ce cas. Pour ce qui concerne la température, après un pic peu marqué, qui doit correspondre au passage des premières bulles, elle reste stable tout le long de l'essai (figure 3.11(c)).



(a) *Bulles qui glissent sur la paroi, caméra rapide.*



(b) *Image infrarouge donnée par les bulles qui remontent la paroi.*



(c) *Température de paroi.*

FIGURE 3.11 – Bulles qui glissent sur la paroi en la refroidissant.

Essais rapides

Des essais très rapides, dont la durée est entre 0.5s et 0.1s, ont été aussi effectués. Vu leur montée spécialement rapide en température, ils sont considérés séparément. Les régimes d'ébullition dans ce cas, très différents que pour les tests « longs », seront traités à part.

3.5 Classification des essais

On a vu qu'il y a différents critères pour classer les essais. En particulier, on divise les essais en vase et ceux réalisés dans le circuit hydraulique et on classe selon la forme et l'intensité du signal électrique employé.

Sous refroidissement Une dernière classification des essais réalisés est en fonction du sous refroidissement du liquide. En fait, en vase on a des séries où la température du HFE7000 est en dessous de $25^{\circ}C$ et des séries où on est plutôt autour de $30^{\circ}C$. Pour la boucle, la température du liquide est $28.5^{\circ}C \pm 1.4^{\circ}C$. Lors des essais, la température du liquide n'est pas contrôlée, mais elle est enregistrée à l'aide des thermocouples.

On va donc résumer les classifications qui sont utilisées dans la suite :

- Essais en **vase** et en **boucle**.
 - Essais où le signal de courant imposé est carré, c'est-à-dire en **créneau**.
 - Essais à **basse puissance** qui donnent des courbes de température avec ébullition nucléée **stationnaire** : la température en **ébullition nucléée** est stable.
 - Essais à **puissance moyenne** où la courbe de température obtenue est **transitoire** : la température est croissante en **ébullition nucléée**.
 - Essais transitoires à **puissance élevée** où il y a de l'ébullition **en film**.
 - Essais où le signal de courant imposé est une **rampe** triangulaire.
 - Essais **transitoires** :
 - Essais transitoires ayant une température croissante en **ébullition nucléée**, à **puissance basse**.
 - Essais transitoires où il y a de l'ébullition **en film**, à **haute puissance**.

Et pour les essais en vase :

- Essais **sous-refroidis** où la température du liquide est autour de $23.5^{\circ}C (\pm 2^{\circ}C)$.
- Essais **sans sous refroidissement** important, où la température du liquide est autour de $33.5^{\circ}C (\pm 5^{\circ}C)$.

Enfin, il y a les essais **rapides** .

3.5.1 Vocabulaire

Pour ce qui concerne la classification des essais, dans la suite on utilisera :

- *P* indique les essais en **vase** (*Pool*) et *L* indique les essais avec le circuit hydraulique en **boucle** (*Loop*).
- *S* indique l'emploi d'un signal **carré** et *T* l'utilisation d'un signal **triangulaire** (*Square and Triangular*).
- *LP* indique que la **puissance** délivrée par l'alimentation est **faible**. C'est associé à des essais où l'ébullition est stationnaire et bien établie si un créneau de courant est employé, ou à des transitoires sans ébullition en film si le signal est triangulaire (*Low Power*).

- *MP* indique, pour les essais où le signal imposé est carré, que la **puissance** est **moyenne** et elle donne une courbe de température croissante dans la phase d'ébullition nucléée mais sans passage en film (*Medium Power*).
- *HP* indique que la **puissance** est **élevée** et la courbe de température montre un changement de pente quand le film de vapeur se développe sur la paroi chaude (*High Power*).
- *SC* indique que la température du HFE7000 est basse (**sous refroidissement**, *SubCooling*).
- *SAT* indique que la température du HFE7000 est proche de la **saturation** (*Saturated*).
- *RT* indique les transitoires ultra rapides (*Rapid Transient*).

Enfin, pour les essais en boucle, la valeur du **débit** est marquée après la lettre *F* à la fin du nom de l'essai (*F* pour *Flow rate*). Cette valeur est en [l/s] mais sans « . » d'indication des décimaux (exemple : « F01 » signifie que le débit est 0.1l/s).

La figure 3.12 montre la matrice des tests effectués.

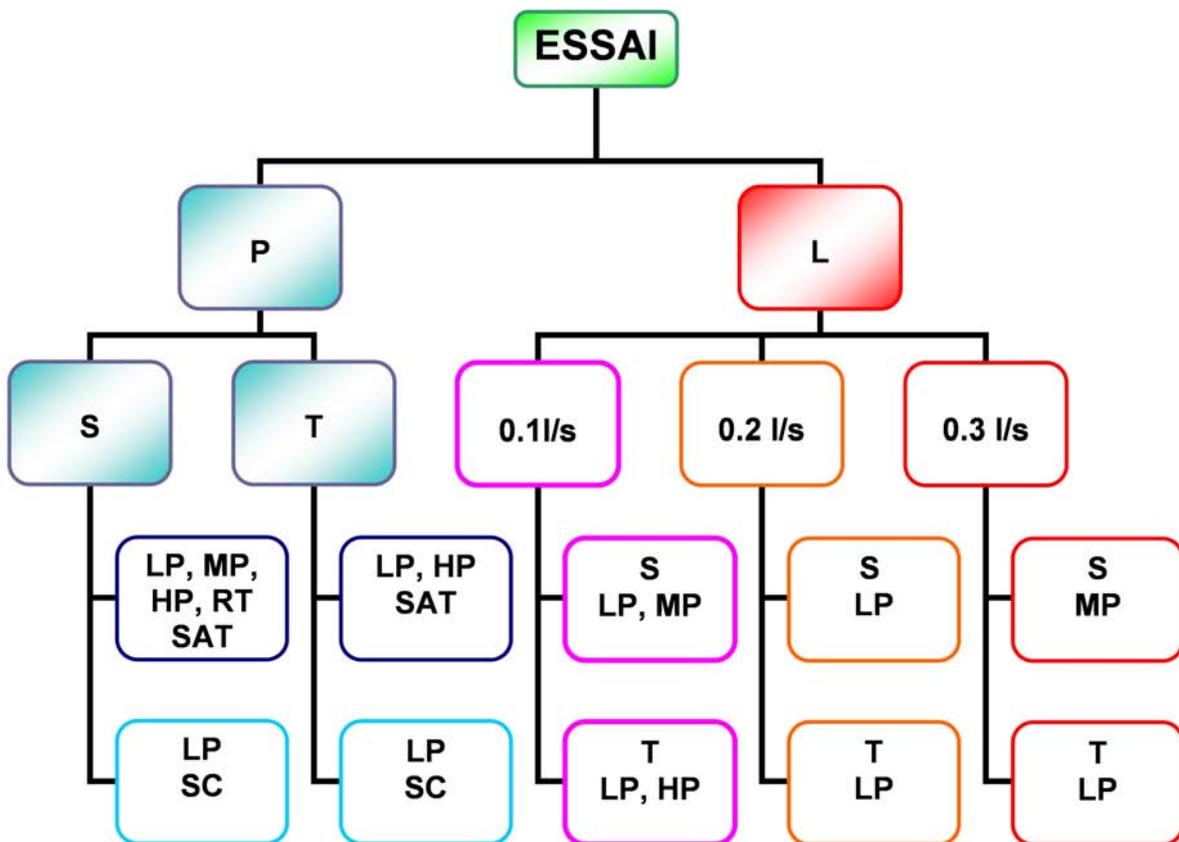
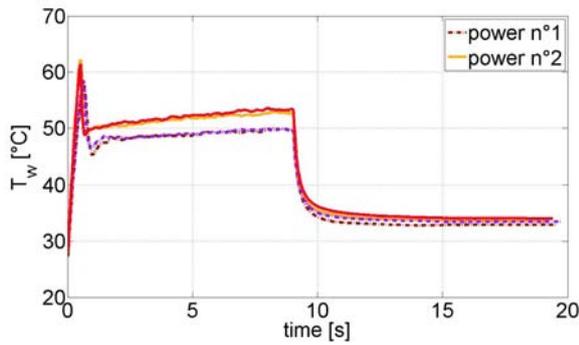
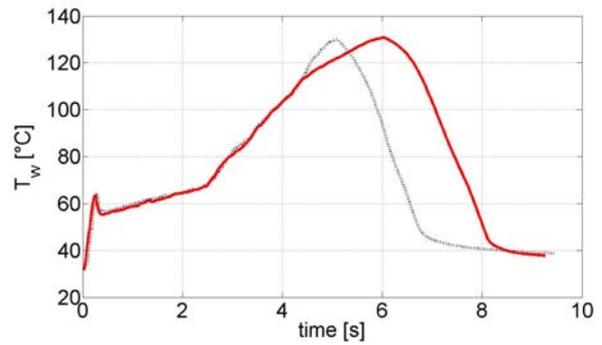


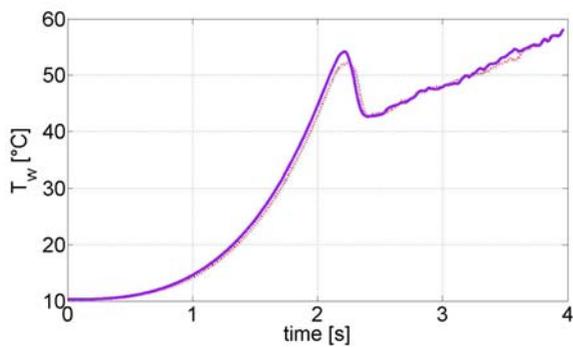
FIGURE 3.12 – Essais effectués.



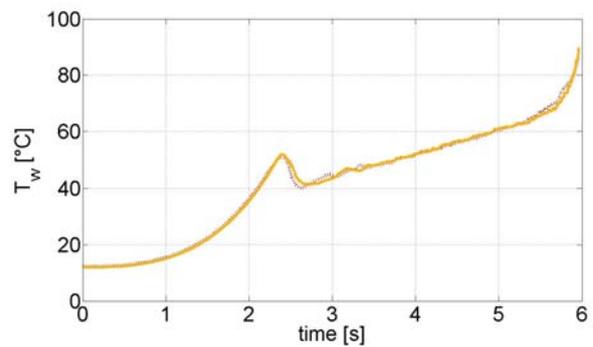
(a) Crénaux, courbes stationnaires.



(b) Crénaux, courbes transitoires.



(c) Rampes.



(d) Rampes, regime d'ébullition en film atteint.

FIGURE 3.13 – Répétitivité des tests.

3.6 Répétitivité

Les tests des différents essais ont été réalisés avec plusieurs clinquants. En fait, la feuille métallique ne tolère pas bien l'effort dû à des multiples cycles de chauffe. Pour autant, plusieurs essais effectués sur des clinquants ayant les mêmes dimensions donnent des courbes de température superposées. Cette répétitivité témoigne de la fiabilité des résultats. Des exemples sont données sur la figure 3.13, qui présente la courbe d'évolution temporelle de la température de paroi pendant différents tests, pour des signaux carrés et triangulaires.

3.7 Calcul des flux

Cette partie est dédiée à la façon d'évaluer le flux de chaleur qui est transféré de la feuille métallique au fluide. En fait on contrôle le signal électrique mais il ne correspond pas à la puissance passée vers le HFE7000, car il y a des pertes et car une partie sert à l'augmentation de l'énergie de la feuille métallique. La première étape pour calculer le flux sortant de la feuille métallique vers le clinquant est de calculer la puissance globale électrique en sortie de l'alimentation :

$$q_{Gen} = U \cdot I \quad (3.1)$$

où I et U sont les valeurs de courant et de tension mesurés à la sortie. Au moyen des mesures de résistance, on connaît le rapport entre la résistance des brides et celle de l'ensemble : $\mathcal{F} = R_{EL,Brides}/R_{EL,tot}$. On peut donc connaître la puissance électrique qui rentre dans la feuille :

$$q_m = (1 - \mathcal{F})q_{Gen,tot} \quad (3.2)$$

On indique avec m la feuille métallique entière. Pour continuer dans les calculs des flux, il faut connaître la longueur du clinquant équivalente L_{eq} . Cette dimension ne correspond pas aux mesures de longueur totale effectuées, car elle tient compte de la taille des lignes de courant qui traversent la feuille (fig. 3.14), qui sont plus courtes que la feuille même. Pour l'évaluer, la valeur de la résistance du clinquant est prise en compte. Sachant la valeur de la section de la feuille ($A_{tot} [m^2]$) et sachant que la résistance est $\frac{\rho_{EL} \cdot L_{eq}}{A}$, on obtient L_{eq} . Les mesures ainsi obtenues de la longueur équivalente du clinquant permettent de connaître la puissance par

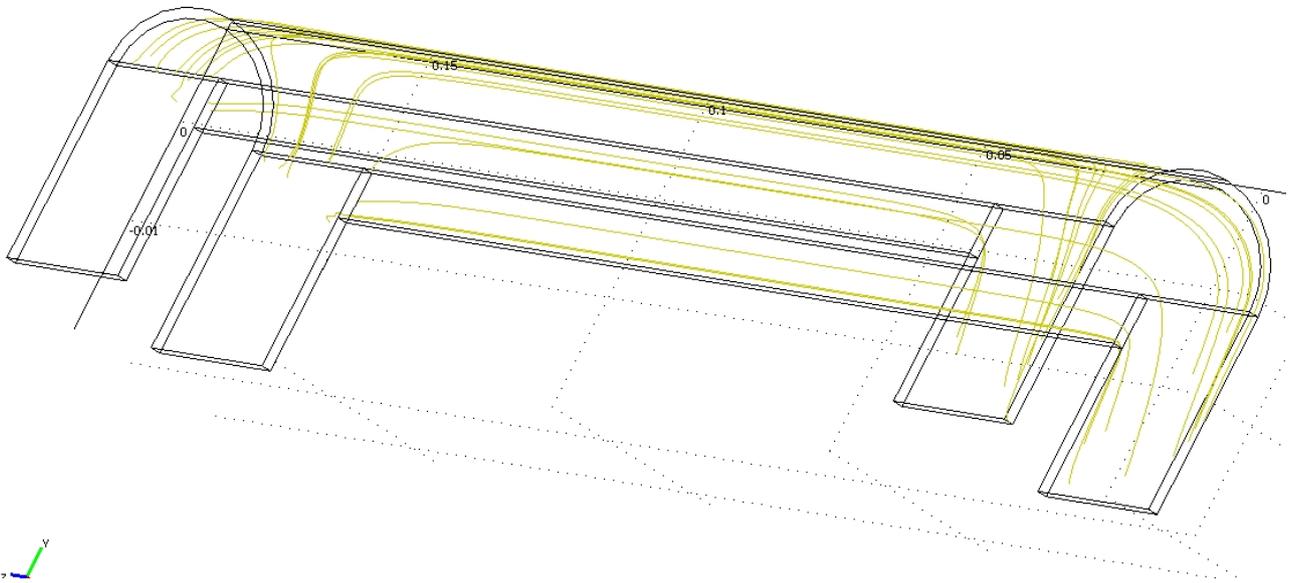


FIGURE 3.14 – Lignes de densité de courant, simulation *COMSOL Multiphysics* 3D

unité de longueur : $q_{m,L} = q_m/L_{eq}$.

On a vu dans la section 2.4 que la partie de la puissance qui est générée dans la portion du clinquant collée avec les plaques passe dans les plaques mêmes, alors que ce qui est généré dans la partie cylindrique en contact avec le fluide est évacué vers le fluide même. Pour cette raison, afin de connaître la quantité de la puissance générée dans la partie rouge en figure 3.15, qui est la partie du métal pas collée en contact avec le HFE7000, qu'on désigne CL , il suffit d'évaluer le rapport entre la surface de cette partie et la surface totale :

$$q_{CL} = q_{m,L} \cdot \frac{A_{CL}}{(A_{CL} + A_{partie\ collée})} \quad (3.3)$$

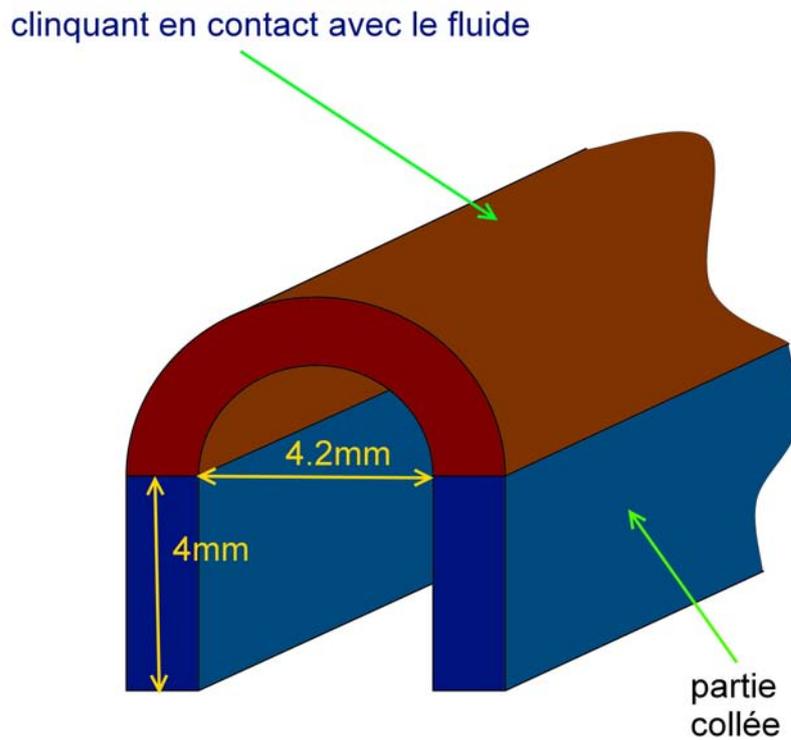


FIGURE 3.15 – Schéma de la feuille du clinquant pour le calcul du flux. Il existe une partie qui est collée avec les plaques latérales (bleue) et une partie qui est en contact avec l’HFE7000 (rouge). On veut estimer le flux qui sort du métal vers le fluide.

Comme expliqué dans la section 2.4, la puissance générée par effet Joule sert en partie à augmenter l’énergie interne de la feuille et est évacuée en partie vers le liquide (équation 2.8). Vu que c’est la valeur de ce flux sortant qui nous intéresse, il faut donc calculer l’augmentation de l’énergie interne E_n, \dot{E}_n :

$$\dot{E}_n = \rho \cdot c_p \cdot Vol \cdot \frac{dT_W}{dt} \quad (3.4)$$

Pour cela, il faut connaître les propriétés de la paroi (ρ_W , sa densité, et c_{pW} , sa chaleur spécifique) et la vitesse d'augmentation de sa température, qui peut être évaluée à partir des courbes d'évolution de la température de la paroi au cours du temps. La valeur de $\frac{dT_W}{dt}$ est prise aux alentours du point où on évalue le flux, dans la courbe de la température au cours du temps.

Une fois l'énergie calculée, il est possible de connaître le flux sortant vers le liquide par unité de longueur du clinquant, $\phi_{CL,L}$:

$$\phi_{CL,L} = q_{CL} - \frac{\dot{E}n}{L_{eq}} \quad (3.5)$$

Afin d'avoir la densité surfacique du flux de chaleur ϕ_{out} en $[W/m^2]$, il faut diviser par le périmètre du clinquant Per_{CL} qui est face au fluide :

$$\phi_{out} = \frac{\phi_{CL,L}}{Per_{CL}} \quad (3.6)$$

Pour enfin estimer la valeur du coefficient d'échange h $[W/(m^2K)]$ il faut diviser la valeur du flux calculé par la différence de température entre la paroi et le fluide :

$$h = \frac{\phi_{out}}{(T_W - T_L)} \quad (3.7)$$

Le fluide peut être considéré à température de saturation, près de la paroi. Quand on a de l'ébullition en film on fait l'hypothèse que la vapeur soit à T_{sat} .

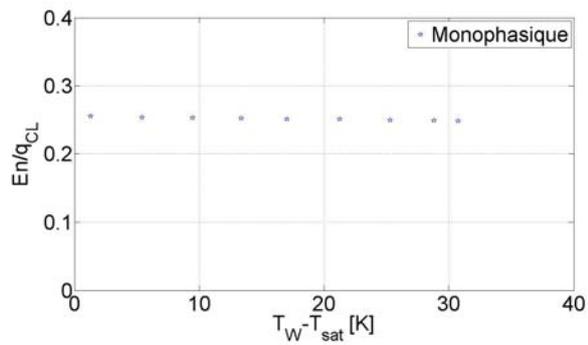
On peut résumer avec une seule expression :

$$h \cdot (T_W - T_L) = \frac{\left\{ \left[(1 - \mathcal{F}) \frac{U \cdot I}{L_{eq}} \cdot \frac{A_{CL}}{(A_{CL} + A_{p. collée})} \right] - \frac{\dot{E}n}{L_{eq}} \right\}}{Per_{CL}} \quad (3.8)$$

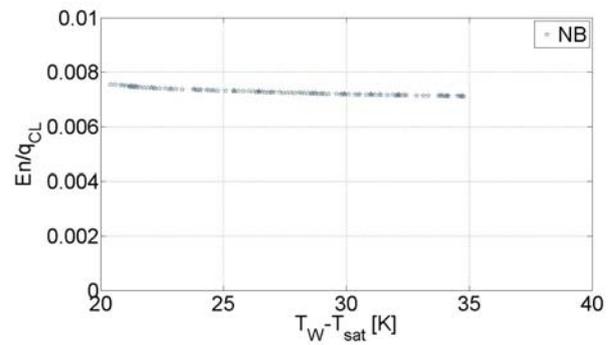
Pour conclure on montre la répartition entre la variation d'énergie \dot{E}_n et la chaleur générée dans le clinquant (partie non collée), pour un test à signal carré et un test à signal triangulaires, à puissance élevée qui permet d'arriver à l'ébullition en film (fig. 3.16).

On regarde le cas du signal carré. La montée en température très raide jusqu'à T_{ONB} , température de déclenchement d'ébullition, détermine une forte variation d'énergie dans la feuille. C'est le régime où \dot{E}_n a le poids le plus important (fig. 3.16(a)). La variation de température est beaucoup moins marquée quand le régime devient l'ébullition nucléée (fig. 3.16(b)) : $5.8K/s$ contre $189K/s$ pour la partie d'échange monophasique. Enfin, le dT/dt croît à nouveau ($24K/s$), pendant que la chaleur due à la génération électrique reste constante : pour la phase d'ébullition en film la valeur de la variation d'énergie reste très petite par rapport à l'effet Joule, même si plus élevée que dans la phase d'ébullition nucléée (fig. 3.16(c)).

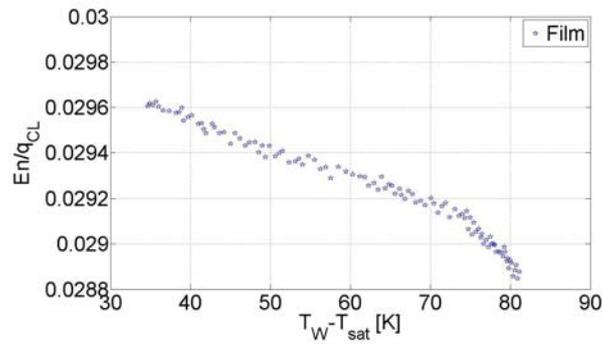
Pour un test à signal triangulaire, la phase d'échange monophasique présente une variation d'énergie moins importante que quand le signal est carré : l'échauffement est plus progressif. Pour les autres régimes, les considérations faites pour la puissance carrée restent valables (fig. 3.16(d)).



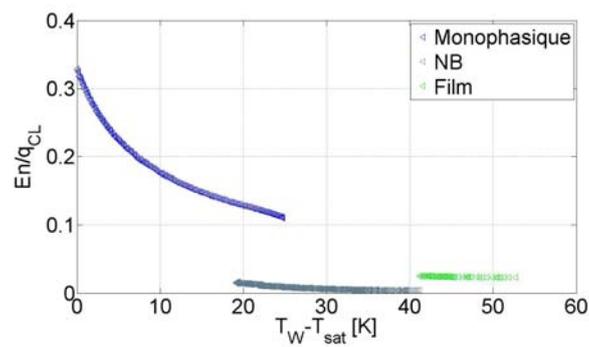
(a) Régime monophasique, signal carré.



(b) Régime d'ébullition nucléée, signal carré.



(c) Régime d'ébullition en film, signal carré.



(d) Régimes pour un test à signal triangulaire.

FIGURE 3.16 – Test en vase, à puissance carrée et triangulaire, élevée.

3.8 Analyse des erreurs et des incertitudes

Cette section est dédiée à une analyse des erreurs qu'on a sur les mesures. D'abord on va parler des incertitudes des instruments et des grandeurs mesurées et ensuite on va en tenir compte pour estimer l'incertitude sur la valeur du flux.

Pour ce qui concerne les mesures de courant, on a une erreur qui vient de l'instrument (0.05% de la mesure) plus une erreur de calibration (0.02% de $24mA$). Pour la tension, on peut considérer 0.02% d'erreur sur la mesure. Cela fait que la mesure de puissance en sortie de l'alimentation a une erreur qui vaut environ 0.07% de la valeur enregistrée. À cela il faut ajouter l'incertitude sur les pertes des brides de connexion, qui peut être estimée autour de 5% de la puissance. L'erreur globale sur la puissance électrique qui va chauffer le clinquant est de l'ordre de 5%.

La grosse incertitude vient de la géométrie du clinquant. En effet, le clinquant est formé et plié manuellement et il existe une certaine imprécision sur le collage. La forme que l'on obtient est celle d'une demi ellipse, plus que d'un demi cylindre. L'erreur sur le demi-grand axe de l'ellipse, le rayon de courbure qu'on va appeler r , est de l'ordre de $0.5mm$, alors que la mesure du demi petit axe (qu'on appelle r_{min}) est considérée sans erreur, car il est fixé par les plaques du collage même. L'épaisseur aussi est considérée sans erreur. Pour la longueur du clinquant, on estime la connaître à un millimètre près. La partie collée de la feuille métallique plus la partie du clinquant qui dépasse les plaques, qui est de l'ordre de $4mm$ d'épaisseur, a une incertitude de $0.2mm$ sur les $4mm$.

Si on considère un clinquant de $6mm$ de rayon et de $105.8mm$ de longueur équivalente (voir 3.7) on a 3% d'erreur sur le périmètre du clinquant en contact avec le fluide, 5% sur la surface de la partie collée, 7% sur la surface totale de la section de la feuille métallique et 8% sur la partie de cette surface qui est en contact avec le fluide.

On appellera les erreurs e ; chaque mesure est donc $a \pm e_a$.

On considère d'abord les erreurs sur la géométrie. Le clinquant est assimilé à la moitié d'une ellipse. Pour calculer les erreurs sur sa surface, on considère que l'erreur sur le demi grand axe de l'ellipse (le rayon de courbure r) correspond à l'erreur qu'on a quand on calcul la surface frontale du clinquant : en fait la surface de l'ellipse se calcule comme :

$$A_{CL} = \pi \cdot r \cdot r_{min}$$

et si r_{min} n'a pas d'erreur :

$$e_{CL}/A_{CL} = e_r/r + e_{r_{min}}/r_{min} + e_{r_{min}} \cdot e_r/(r \cdot r_{min}) = e_r/r \quad (3.9)$$

L'erreur sur le périmètre per de l'ellipse e_{per} est prise égale à e_r , toujours parce que l'erreur sur le demi petit axe est considérée nulle.

La surface en contact avec le fluide, S , est calculée comme le produit de ce périmètre par la longueur, dont l'erreur e_L est connue. L'erreur sur la surface S est donc donné par les deux termes e_{per} et e_L :

$$\frac{e_S}{S_{ext}} = \frac{e_{per}}{per} + \frac{e_L}{L} + \frac{e_{per} \cdot e_L}{per \cdot L} \quad (3.10)$$

où L est la longueur du clinquant. Une fois évaluées les erreurs venant de la géométrie, on peut suivre le processus pour estimer le flux (section 3.7) afin de mettre en évidence les erreurs intervenant lors de l'évaluation du flux.

On a vu que la puissance électrique est calculée à partir des mesures de courant et tension (équ. 3.1). Ensuite,

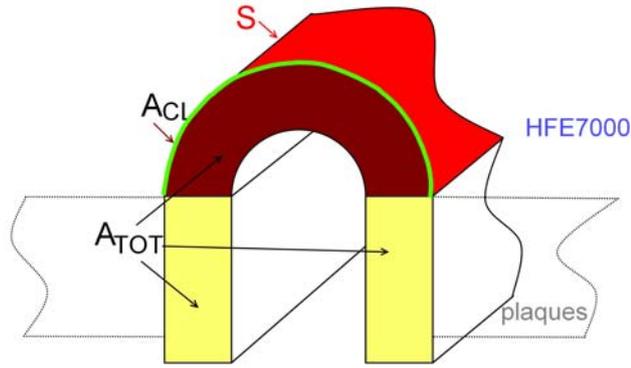


FIGURE 3.17 – Schéma pour expliquer le calcul d'erreur.

on enlève la partie dissipée dans les brides (éq. 3.2). Si on considère les erreurs associées aux mesures et aux pertes, on peut écrire que l'incertitude e_{Gen} sur la puissance qui arrive à chauffer le clinquant q_m est :

$$e_{Gen} = (0.07/100 + 5/100) \cdot q_m \quad (3.11)$$

L'erreur sur la puissance électrique q_m de la feuille métallique est la somme de l'incertitude sur les pertes des brides et des erreurs des instruments de mesure.

Ensuite, on divise cette valeur par la longueur du clinquant pour calculer $q_{m,L}$. L'erreur est donc :

$$e_{q_{m,L}} = \left(\frac{e_{Gen}}{q_{Gen}} + \frac{e_L}{L} + \frac{e_L \cdot e_{Gen}}{q_{Gen} \cdot L} \right) \cdot q_{m,L} \quad (3.12)$$

Quand on calcule la densité de flux électrique dans la partie effectivement en contact avec le HFE7000 (éq. 3.3), on considère la surface du clinquant et donc l'erreur associée e_A .

$$e_{q_{CL}} = \left(\frac{e_{q_{m,L}}}{q_{m,L}} + \frac{e_A}{A_{TOT}} + \frac{e_A \cdot e_{q_{m,L}}}{q_{m,L} \cdot A_{TOT}} \right) \cdot q_{CL} \quad (3.13)$$

L'erreur sur la densité de flux, obtenue en divisant la puissance électrique qui chauffe la feuille métallique, par la surface frontale totale du clinquant A_{TOT} et en multipliant par la surface de la partie pas collée, est due à l'erreur sur la puissance électrique plus à l'incertitude sur la valeur de la surface (équation 3.13). On ne considère qu'une fois la surface car on estime que l'incertitude sur la proportion des deux surface, collée et non, n'est pas très grande. On néglige aussi l'incertitude sur la variation de l'énergie (éq. 3.5).

Enfin, quand on divise le flux du clinquant par le périmètre Per_{ext} qui touche le HFE7000 (éq. 3.6), en vert clair sur la figure 3.17, pour obtenir le flux sortant ϕ_{out} [W/m^2], l'erreur e_{out} vient de l'erreur sur le périmètre e_{Per} et sur le flux même $e_{q_{CL}}$ (éq. 3.13) :

$$e_{out} = \left(\frac{e_{q_{CL}}}{\phi_{CL,L}} + \frac{e_{Per}}{Per_{ext}} + \frac{e_{Per} \cdot e_{q_{CL}}}{\phi_{CL} \cdot Per_{ext}} \right) \cdot \phi_{out} \quad (3.14)$$

Le résultat qu'on obtient en termes d'erreurs est représenté sur la figure 3.18. On se réfère à un test stationnaire à puissance basse en créneau (rouge) et à des rampes qui donnent des transitoires (noir), toujours à basse puissance. La température moyenne de la phase d'ébullition nucléée et le flux moyen relatif à la même phase, sont tracés. Les erreurs au totale sont comprises entre 15% et 25%.

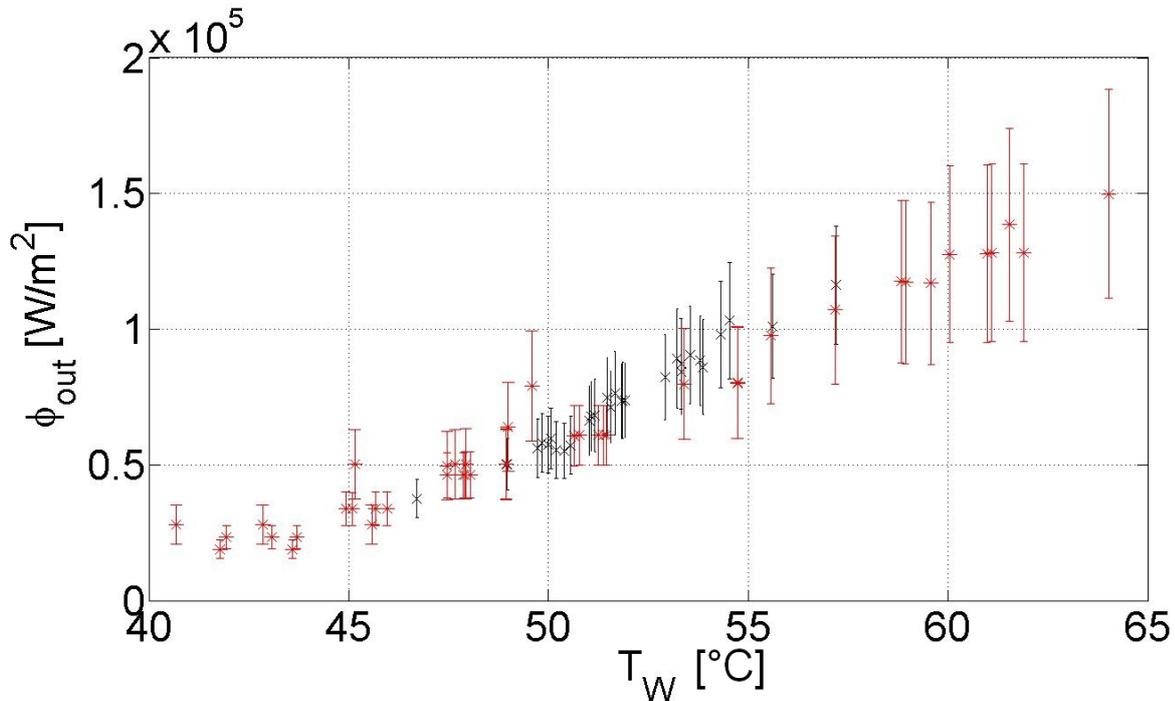


FIGURE 3.18 – Courbe flux température en ébullition nucléée avec barres d'erreur.

Pour ce qui concerne la mesure de température, l'erreur est très réduite. En fait, le corps noir qu'on utilise pour étalonner est précis ($\pm 0.01^\circ C$ sur la gamme de mesure). Le bruit de fond de la caméra infrarouge est de l'ordre de $0.1^\circ C$: il est évalué à partir des images d'étalonnage. La caméra regarde un fond uniforme et il est donc possible d'estimer son bruit. Les thermocouples de type *K* ont une incertitude entre 0.75 et 2.2% mais ils sont étalonnés avec le bain thermostaté et la sonde platine, dont l'erreur est seulement de $0.01^\circ C$.

En conclusion, on peut mettre en évidence le fait qu'on commet des grosses erreurs sur la géométrie du clinquant. Ces erreurs sont potentiellement réductibles si on mesure avec plus de précision les dimensions et si le collage est amélioré. En outre, les erreurs qu'on a sur les flux ne sont pas si importantes si on considère les incertitudes des tests PATRICIA, où le flux était approximé à $\pm 50\%$. De plus, les mesures de température sont bien meilleures que pour les test PATRICIA, parce qu'on arrive à observer directement la grandeur et l'incertitude est très faible.

3.9 Analyse du profil de vitesse

3.9.1 Introduction

Pour pouvoir correctement étudier les échanges thermiques dans les essais convectifs en boucle, il est nécessaire de caractériser la structure de l'écoulement imposé. La géométrie semi-annulaire n'a pas été étudiée à notre connaissance auparavant et il est donc très intéressant d'effectuer une étude complète de cet écoulement turbulent. Pour cette raison, des mesures de « Particle Image Velocimetry » ont été réalisées sur la boucle d'essai. Les résultats peuvent être comparés avec ceux des écoulements en tube ou bien avec ceux des écoulements annulaires complets, en particulier aux données de Kaneda et coll. [40], Singh et coll. [61], et de Chung et coll. [23].

Pour les mesures PIV, une cellule constituée d'un demi tube en PVC en substitution du clinquant a été construite. Cela nous a permis de simplifier le montage et d'éviter les problèmes de réflexion de la nappe laser sur le clinquant. L'écoulement est confiné entre le verre externe de diamètre 34mm et la paroi interne de 8.4mm de diamètre. Une boîte de visualisation externe, remplie du même liquide que celui de l'écoulement, est prévue, avec des hublots en verre pour avoir un accès à la zone de visualisation.

Notations utilisées et gamme des mesures

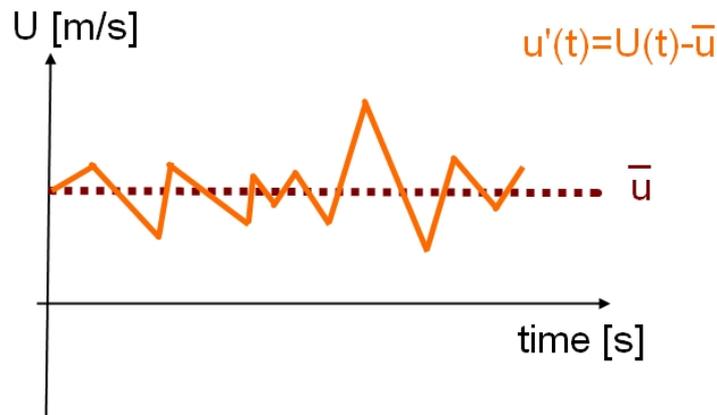


FIGURE 3.19 – Vitesses moyennes et fluctuantes.

Avant de présenter la technique de mesure PIV et les résultats, on va introduire la notation qui sera utilisée par la suite.

La vitesse axiale est appelée U et la vitesse radiale (direction x) V ; elles sont décomposées par les vitesses moyennes u et v et vitesses fluctuantes, $u' = \sqrt{u'^2}$ et $v' = \sqrt{v'^2}$, comme la figure 3.19 montre. Le frottement turbulent est noté $\tau_t = -\rho\bar{u}v$. La notation \bar{u} indique la moyenne temporelle de u . La vitesse moyenne spatiale, c'est-à-dire la vitesse débitante, est définie à partir du débit $U_{moy} = Q/A$, où $A = \pi(r_{ext}^2 - r_{int}^2)/2$ est la surface de passage de l'écoulement. Le diamètre hydraulique est ici défini comme $d_h = 2(r_{ext} - r_{int})$ et le

nombre de Reynolds $Re = U_{moy}d_h\rho/\mu$.

Le liquide utilisé pour la campagne de mesure est l'eau ($\rho = 1000kg/m^3$ et $\mu = 0.001Pas$) pour des débits allant de $0.1l/s$ à $0.71l/s$. Le débit est réglé au moyen de la fréquence de rotation de la pompe. Le tableau suivant donne les correspondances entre fréquences de rotation de la pompe, débits, vitesses moyennes et nombres de Reynolds pour les mesures PIV.

Le choix de travailler avec de l'eau est dû à des raisons techniques. Néanmoins, il est possible d'utiliser les

Fréquence (Hz)	Q (L/s)	U_{moy} (m/s)	Re
5.2	0.1	0.260	6000
11.1	0.2	0.469	12000
16.9	0.31	0.727	18500
22.6	0.4	0.938	24000
28.1	0.51	1.197	30500
33.7	0.61	1.431	36500
38.4	0.71	1.666	42500

TABLE 3.1 – Correspondances entre la fréquence de la pompe, le débit Q , la vitesse moyenne de l'écoulement U_{moy} et le nombre de Reynolds Re pour les mesures PIV

résultats pour l'HFE7000, en tenant compte de la similitude en nombre de Reynolds. En fait, la densité du HFE7000 est plus élevée et sa viscosité ν est $0.32 \cdot 10^{-6}m^2/s$. Donc, pour les débit entre $0.1l/s$ et $0.3l/s$ qui sont étudiés lors des essais d'ébullition en boucle, le nombre Reynolds est 18700 ($0.1l/s$), 37500 ($0.2l/s$) et 56000 ($0.3l/s$). À part pour le débit le plus haut, on est donc dans la même gamme.

3.9.2 La technique de mesure « Particle Image Velocimetry »

La PIV est une technique non intrusive qui permet d'avoir accès au champ de vecteurs de vitesse instantané. L'écoulement estensemencé avec des particules qui sont illuminées par un laser. Deux images sont prises à un intervalle de temps réduit. La position des particules dans la première photo est corrélée à celle de la deuxième. Connaissant le déplacement de chaque particule et le temps entre les deux prises d'image, il est possible d'évaluer la vitesse de déplacement. L'utilisation d'une seule caméra donc d'un seul point de vue, permet la mesure des deux composantes transversales de la vitesse (c'est-à-dire des composantes situées dans la direction du plan de lumière). Pour des mesures bidimensionnelles, la caméra et le laser sont placés à 90° . Le plan illuminé par le laser couvre le rayon entre le demi-cylindre central et le demi-cylindre en verre et il s'étale dans la direction de l'écoulement. La caméra regarde ce plan orthogonalement (fig. 3.20).

Les images qui sont enregistrées grâce à la caméra sont divisées en petites fenêtres (« interrogation areas », fenêtre d'interrogation). Leur taille peut être de $64 \times 64px$, $32 \times 32px$ ou $16 \times 16px$. Chaque « interrogation area » est inter corrélée (« cross correlation ») dans les deux photos, c'est-à-dire, sur chaque fenêtre une fonction d'inter corrélation est évaluée pixel par pixel. Cela permet de trouver un pic de corrélation qui identifie le déplacement le plus probable des particules entre les deux images et d'en déduire le vecteur vitesse. Si on utilise une interpolation sub pixel, la précision est augmentée.

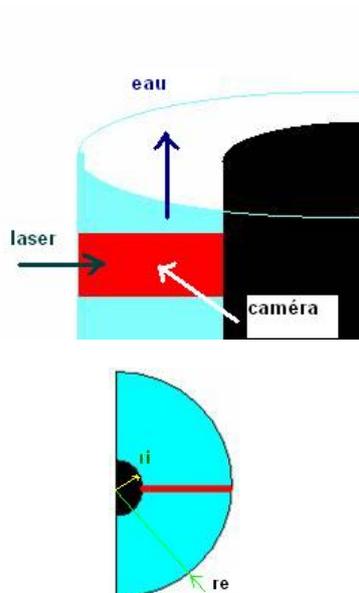
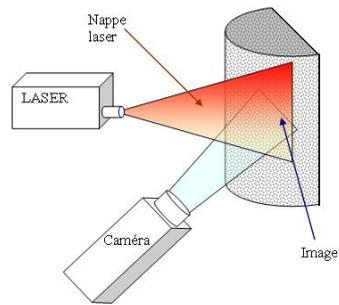


FIGURE 3.20 – Schéma du positionnement du laser, de la caméra et de la zone analysée.

Laser et caméra

Pour les mesures PIV, on utilise un laser « Nd : YAG » *QUANTEL TWIN ULTRA* émettant une longueur d'onde de 532nm . L'énergie délivrée est de 30mJ pour deux impulsions de 7ns émises à 15Hz . Le faisceau passe à travers la boîte de visualisation jusqu'à la génératrice du demi-cylindre central (fig. 3.20). On a mesuré l'épaisseur de la nappe laser en faisant un brûlé sur un papier photosensible et l'épaisseur est de 3mm . La nappe aurait dû être plus fine, pour ne pas risquer d'intégrer les résultats du champs de vitesse sur la profondeur.

On peut paramétrer trois valeurs, au moyen d'un logiciel d'interface :

- le retard du premier pulse, sur lequel le déclenchement de la caméra est réglé ;
- un deuxième paramètre qui est proportionnel à l'énergie utilisée ;
- l'intervalle de temps entre deux images, Δt (voir partie 3.9.2).

La caméra est une *SENSICAM PCO*, ayant un champ de $1376 \times 1040\text{pixels}^2$. Le bord du verre correspond au pixel 26 et le bord du cylindre au pixel 1256 environ. Connaissant la taille du champ qu'on regarde en pixel et en millimètres, il est facile de calculer la taille correspondant à un pixel dans le champ. Une meilleure évaluation est faite grâce à l'étalonnage (voir partie 3.9.2)

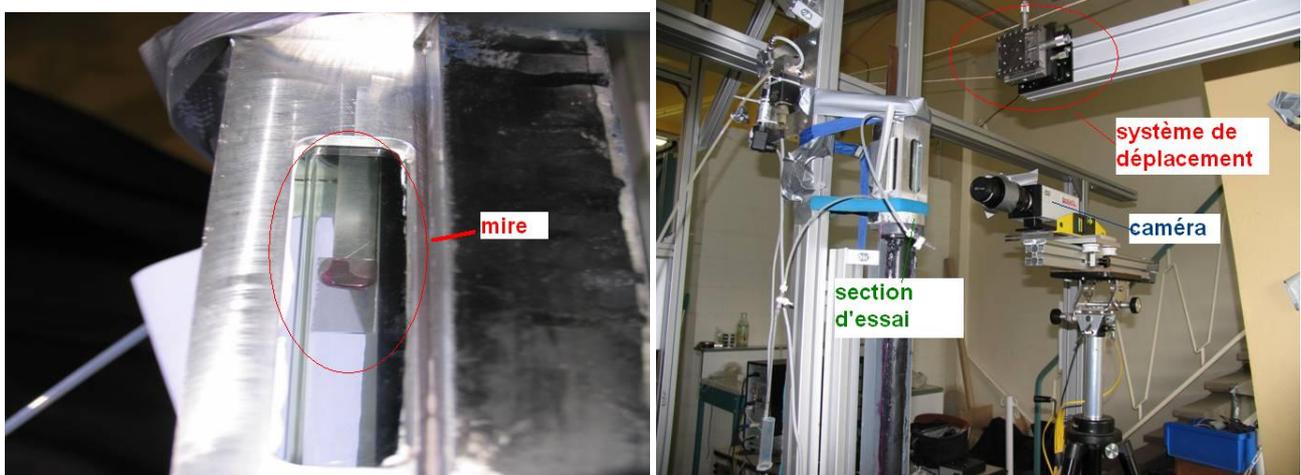
L'optique est une optique *MACRO NIKON* de 105mm , utilisée avec une ouverture de 11. Elle est équipée d'un filtre passe-haut compatible avec l'utilisation de la rhodamine B comme traceur (voir section 3.9.2). La distance entre la paroi de la boîte de visualisation et le filtre est de 132.5mm . La profondeur du champ vue par la caméra est de l'ordre de $100/200\mu\text{m}$, ce qui permet de se focaliser sur un seul plan et de corriger de cette façon l'excessive profondeur de la nappe laser.

Utilisation des mires Une façon de vérifier que le plan de mise au point de la caméra est bien selon un rayon et perpendiculaire à la caméra est de placer une mire en cette position et de regarder la netteté des images. En fait si elle n'est pas nette, ça signifie que le plan de la caméra n'est pas droit. Une mire est aussi nécessaire pour corriger la distorsion optique due à la courbure du verre cylindrique. Enfin, pour obtenir précisément le facteur de conversion entre pixels et millimètres, un étalonnage est nécessaire. C'est pour ces raisons qu'une mire est insérée dans la section de passage du fluide. En réalité on emploie deux mires. La première est une mire de barres (10 pour chaque millimètre) verticales, nécessaire pour avoir le facteur de conversion px/mm . La deuxième est une mire aléatoire de points, utilisée pour la correction de la distorsion. En fait, il est facile de repérer un motif de points dans la mire et voir la déformation de ce motif dans l'eau, par rapport à l'air. Un système de déplacement précis (figure 3.21) permet de mettre la mire au niveau de la caméra, alignée avec le demi-cylindre central.

Grâce au système de déplacement, la mire peut aussi être sortie aisément de la section d'essai et placée dans l'air pour confronter les deux images et donc avoir la distorsion.

Un masque numérique corrigeant la distorsion optique est appliqué aux images PIV avant de les traiter. Pour que le masquage soit efficace, la mire est calée au bon endroit grâce à l'ombroscopie. La partie de l'image vers le verre est élargie pour réduire le défaut optique. Il faut noter qu'il n'y a une correction que dans la direction radiale. Axialement il n'y a qu'un écart de 3 sur 1000 px entre la mire dans l'eau et celle dans l'air. Cela est vérifié pour la mire de barres et pour celle de points. Cet effet est dû à l'épaisseur du verre traversée par le champ de vision de la caméra, qui n'est pas homogène (plus fine où l'axe optique est orthogonal à la génératrice du demi-cylindre et plus épaisse latéralement).

Au moyen de cette calibration précise on arrive à corriger les distorsions optiques ainsi qu'à évaluer le facteur de conversion px/mm pour l'analyse des images PIV.



(a) La mire.

(b) Système de déplacement et configuration d'étalonnage.

FIGURE 3.21 – L'étalonnage.

L'ensemencement

Un élément fondamental de la PIV est l'ensemencement. Il est nécessaire que les particules utilisées suivent l'écoulement. Pour cela, il faut qu'elles soient suffisamment petites. D'un autre côté, il est nécessaire que les particules soient visibles et qu'elles réfléchissent assez de lumière. Pour satisfaire les deux exigences, la Rhodamine B est utilisée. Il s'agit de microsphères de Methyl methacrylate contenant la teinture fluorescente. Leur diamètre varie entre $1\mu m$ et $20\mu m$ et la distribution de la granulométrie est centrée sur $10\mu m$. On a vérifié, via l'évaluation du nombre de Stokes, qui est le rapport entre le temps de réponse caractéristique de la particule et le temps caractéristique de l'écoulement, qu'elles suivent bien toutes les structures turbulentes de l'écoulement. Quand ces particules sont illuminées par un laser qui produit un faisceau dans la gamme du vert (« Nd :YAG » laser), elles émettent dans la gamme orange. Leur longueur d'onde d'émission est $590nm$ et la longueur d'onde conseillée pour leur éclairage est de $550nm$ (Dantec Dynamics [91]). Cela permet de filtrer le signal reçu par la caméra en réduisant le niveau du bruit. Le filtrage permet aussi de s'affranchir des réflexions directes du laser sur la paroi ou sur les bulles, qui risqueraient d'endommager la caméra.

En outre, la concentration des particules doit être suffisamment élevée pour que les corrélations puissent être calculées avec une bonne précision. Normalement on cherche à avoir 10 – 15 particules dans la fenêtre d'interrogation, soit sur une fenêtre de $64 \times 64px$. Il faut aussi que le nombre de particules ne soit pas excessif, pour que l'éclairage et la prise de vue ne soient pas trop perturbés par ces particules. En outre, il faut que la concentration soit homogène. La concentration peut être vérifiée à l'œil et aussi en regardant si on n'obtient pas trop de vecteurs faux. On fait une acquisition d'images PIV qu'on traite immédiatement pour vérifier le champ de vecteurs ainsi obtenu. En outre, dans le traitement des images acquises, a posteriori, il est possible d'atténuer le poids des particules trop grandes et trop lumineuses, qui fausseraient le résultat. En plus, on peut soustraire l'image de fond afin d'améliorer le rapport signal sur bruit.

Le choix du pas de temps

Il est très important de fixer un intervalle de temps correct entre les deux images acquises. Il faut, d'une part, qu'une particule présente dans la première photo ne soit pas sortie du champ investigué dans la deuxième image. D'autre part, si l'intervalle est trop petit, il serait impossible de discerner le déplacement du bruit. Connaissant un ordre de grandeur de la vitesse maximale, qu'on peut évaluer à partir du débit, on peut estimer la distance approximative en pixels parcourue par une particule pour un intervalle de temps Δt donné. On veut que Δt soit tel que le traceur puisse se déplacer de 1/4 de la largeur de la fenêtre d'interrogation. Si on prend un maillage de $16 \times 16px$ alors le déplacement seuil est de $4px$. Cette démarche est valide pour tracer le champ de vitesse moyen. Si on veut connaître les fluctuations de vitesse, par contre, il vaut mieux allonger le temps entre les images (on considère $20px$ de déplacement). Ainsi, les mouvements qui ne sont pas en direction axiale sont amplifiés et on peut les visualiser par soustraction du champ moyen. Il est nécessaire d'acquérir un certain nombre d'images pour converger sur des valeurs de vitesse ; dans notre cas, environ 200 images sont suffisantes pour converger soit sur le champs moyen soit sur les fluctuations.

Prétraitement et traitement des images

Correction des vibrations Les images PIV acquises sur notre installation sont perturbées par des vibrations, qui proviennent probablement de la pompe. Pour pouvoir traiter ces images, il faut tout d'abord corriger ces fluctuations.

Un programme de traitement des images a été conçu par M. Cazin (IMFT) afin d'effectuer cette correction. Le principe est de trouver un motif de particules immobiles (celles qui restent collées au demi-cylindre central) et de corriger les déplacements de ce motif par rapport à sa position moyenne. Une image de référence est calculée en moyennant une séquence. Une zone contenant des particules fixes est alors identifiée et inter corrélée avec la partie correspondante sur la figure de référence afin d'avoir un déplacement grossier. La zone est successivement fractionnée en petites fenêtres et enfin inter corrélée à nouveau, fenêtre par fenêtre pour affiner la correction.

Même si sur la moyenne les vibrations n'ont pas d'influence, pour les valeurs des fluctuations transverses il est nécessaire de les éliminer (pour plus de détails voir le rapport de Baudin et coll. [7]).

Traitement des images Les images sont traitées à l'aide d'un logiciel (*PIVIS*), développé à l'IMFT par M. Cid et coll. [24]. Le calcul est effectué sur des mailles carrées de $16px$ avec un recouvrement de la moitié. Le recouvrement permet de ne pas sur échantillonner les images. Le logiciel permet d'utiliser trois algorithmes de calculs basés sur les FFT. Il y a trois façons d'effectuer le calcul :

- le calcul direct en une seule étape. Il est plus simple, mais moins précis.
- Le calcul avec interpolation. C'est un calcul qui reste rapide, mais plus précis. Il s'agit d'un calcul qui part d'un maillage grossier et décale les mailles afin de conserver le maximum de motifs communs, jusqu'à un déplacement infinitésimal sub pixel.
- Le calcul avec déformation, le meilleur. Il associe à la démarche du calcul avec interpolation le fait de déformer le maillage afin d'éviter des erreurs qui peuvent être engendrées par des forts gradients de vitesse conséquents à l'échelle de la maille [24].

Pour évaluer les champs de vitesse moyens on a utilisé le calcul « sub-pixel », pendant que les autres méthodes servent au début pour vérifier la densité et contrôler qu'on n'a pas trop de vecteurs faux (voir page 150). Sur les champs de vecteurs ainsi obtenus (la figure 3.22 montre un exemple de champ vectoriel), il faut faire un

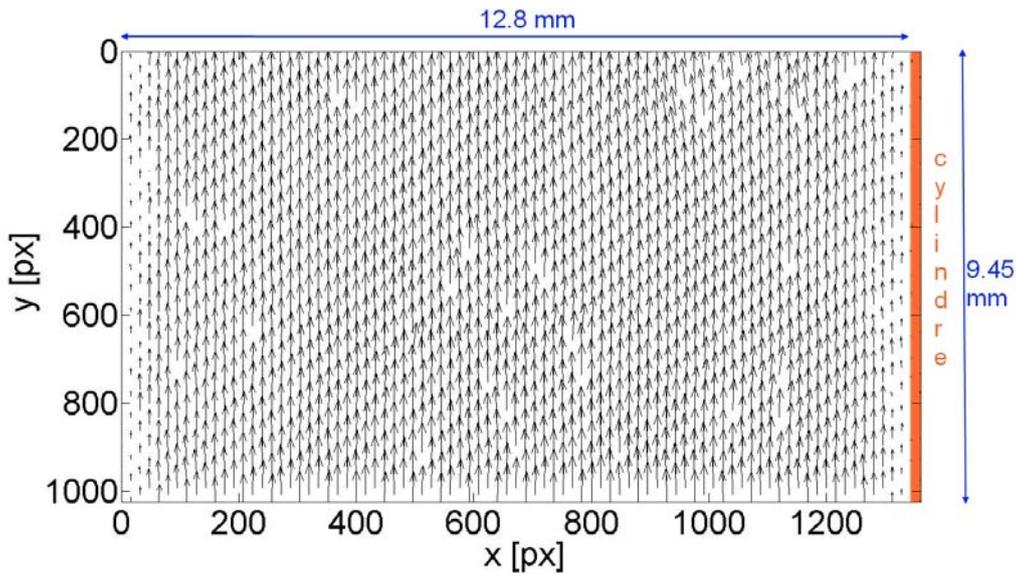


FIGURE 3.22 – Champ de vecteurs de vitesse.

post traitement afin d'éliminer les vecteurs faux. Pour cela, il y a différents filtrages. Le premier filtrage qu'on peut appliquer fixe un maximum pour le rapport entre le signal et le bruit. Les vecteurs pour lesquels le rapport est inférieur à 1.3 (ou à la valeur choisie comme seuil) sont éliminés. Pour respecter la règle de déplacement imposé, les vecteurs qui ont une norme trop grande, c'est-à-dire plus que le déplacement choisi, sont aussi effacés. Après, chaque vecteur est comparé avec les voisins. Par exemple un filtre médian 3×3 considère un carré de 9 vecteurs, 8 autour de celui évalué. Les vecteurs sont classés par ordre croissant et ceux qui ont une valeur au-delà du septième et troisième sont filtrés. Cela limite les fortes fluctuations de vitesse. Une version différente du filtrage médian est le filtrage aux résidus normalisés. Un calcul de la différence entre la norme d'un vecteur et du vecteur médian est effectué et cette valeur est ensuite normalisée par la médiane des résidus. Il a été démontré que la valeur de seuil qu'on peut utiliser est 2. Les vecteurs ayant des résidus normalisés plus grands que 2 sont considérés comme faux [25]. Un programme de traitement permet de combiner ces filtrages et de visualiser les vecteurs faux. En outre, il permet de calculer le profil de vitesse moyen et de vérifier la convergence sur le nombre d'images traitées.

3.9.3 Le profil de vitesse

Modélisation proposée par Kaneda et coll.

Comme mentionné, il est possible de tracer un profil de vitesse en écoulement annulaire, à l'aide des corrélations données dans la littérature. L'article de Kaneda et coll. [40] a été considéré en particulier. Les auteurs ont obtenu une expression pour la vitesse dans des écoulements turbulents annulaires établis, en partant des équations de bilan de masse et quantité de mouvement et en évaluant le frottement turbulent théoriquement. La modélisation faite est issue de la combinaison d'un écoulement tubulaire et d'un écoulement le long d'une plaque. La vitesse moyenne axiale adimensionnée par la vitesse de frottement turbulent $u^+ = u/u^*$, u^* étant $\sqrt{\rho/\tau}$, est modélisée en tenant compte de deux facteurs : un se réfère aux conditions loin de la paroi (∞) et l'autre à la zone proche paroi (0).

$$(u^+)^{-3} = (u_0^+)^{-3} + (u_\infty^+)^{-3} \quad (3.15)$$

On définit $x^+ = x\sqrt{\tau\rho}/\mu$ où x est la distance radiale de la paroi interne : $x = r - r_{int}$. De la même façon $a^+ = r\sqrt{\tau\rho}/\mu$.

La vitesse u_∞^+ est donnée par une loi logarithmique :

$$u_\infty^+ = A + B \ln(x^+) + C (x^+/a^+)^2 - (2B + C)/3 \cdot (x^+/a^+)^3 \quad (3.16)$$

La vitesse u_0^+ peut être modélisée par l'expression :

$$u_0^+ = \frac{(x^+)^2}{1 + x^+ - \exp -1.75(x^+/10)^4} \quad (3.17)$$

A vaut 6.13, B vaut 1/0.436 et C 6.824.

La modélisation du frottement turbulent est faite de la même manière :

$$(\bar{u}'v'^+)^{-8/7} = (\bar{u}'v'_0)^{-8/7} + (\bar{u}'v'_\infty)^{-8/7} \quad (3.18)$$

$\bar{u}'v'_\infty$ peut être calculé comme :

$$\bar{u}'v'_\infty = \frac{\tau}{\tau_w} - \left(1 - \frac{x^+}{a^+}\right) \left[\frac{B}{x^+} + \frac{B}{a^+} \left\{ 1 + \left(1 + \frac{2C}{B}\right) \frac{x^+}{a^+} \right\} \right] \quad (3.19)$$

et

$$\bar{u}'v'_0 = 0.7 \left(\frac{x^+}{10}\right)^3 \left(\frac{\tau}{\tau_w}\right) \quad (3.20)$$

Le rapport du frottement à une coordonnée radiale générique τ et du frottement pariétal peut être exprimé en fonction des rayons interne et externe. $\tau = \rho \cdot u^2 \cdot f/2$ et $f = f(Re)$ (détails dans l'article de Kaneda et coll [40]).

Les caractéristiques remarquables de ce type d'écoulement sont que la vitesse maximale u_{max} se trouve vers le rayon intérieur de la section annulaire et elle ne correspond pas au point où le cisaillement est nul (a_0 sur la fig. 3.23).

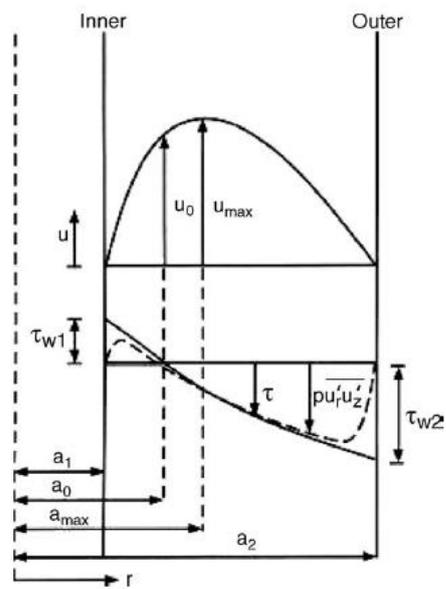


FIGURE 3.23 – Représentation des caractéristiques d'un écoulement annulaire. a est le rayon [40]. Les profils radiaux de la vitesse et de la contrainte de cisaillement τ sont tracés dans une conduite annulaire.

La position de la vitesse maximale peut être évaluée comme :

$$a_{max} = \frac{r_{ext} \cdot (r_{int}/r_{ext})^{0.343} + r_{int}}{1 + (r_{int}/r_{ext})^{0.343}} \quad (3.21)$$

Le zéro du frottement turbulent peut être calculé comme :

$$a_0 = \frac{r_{ext} \cdot (r_{int}/r_{ext})^{0.386} + r_{int}}{1 + (r_{int}/r_{ext})^{0.386}} \quad (3.22)$$

selon Kaneda et coll. [40].

Profil de vitesse moyenne

En prenant les nombres de Reynolds des essais effectués, qui vont jusqu'à $4.2 \cdot 10^4$, pour calculer le cisaillement et en utilisant les lois données dans l'article de Kaneda, on peut tracer les profils de vitesse qu'on aurait si l'écoulement était annulaire. Ces profils sont alors confrontés avec les résultats des mesures PIV. En outre, on fait aussi une comparaison avec un écoulement en tube.

Les profils de vitesse (fig. 3.24) sont similaires entre eux. Les maxima des vitesses moyennes se situent à peu près au milieu de la section. Ce comportement est plus proche d'un écoulement en tube que de celui d'une géométrie annulaire. En géométrie annulaire, en fait, les profils sont fortement décentrés vers la paroi intérieure alors que dans notre cas le décalage est très léger. Cette différence est certainement due aux parois supplémentaires qui font perdre l'invariance par rotation et modifient le profil.

Les résultats du champ moyen de vitesse calculé pour notre section sont présentés par les figures 3.24 et 3.25. La figure 3.24 montre la vitesse u rapportée à la vitesse débitante Q/A . Elle est tracée en fonction de la distance calculée à partir du rayon interne et rapportée à la différence des rayons interne et externe. C'est une distance adimensionnelle. Le rapport entre la vitesse locale et la moyenne ainsi estimée va jusqu'à 1.3 environ. La figure suivante 3.25 montre les vitesses en m/s , en fonction de la même distance adimensionalisée.

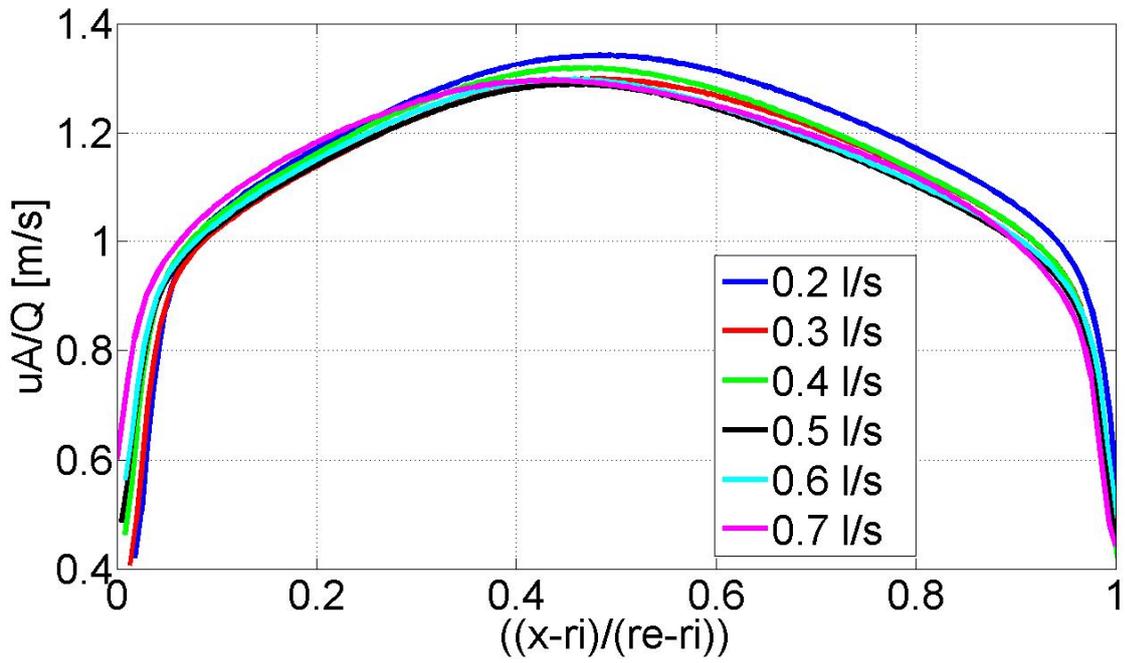


FIGURE 3.24 – Profil de vitesse adimensionalisé.

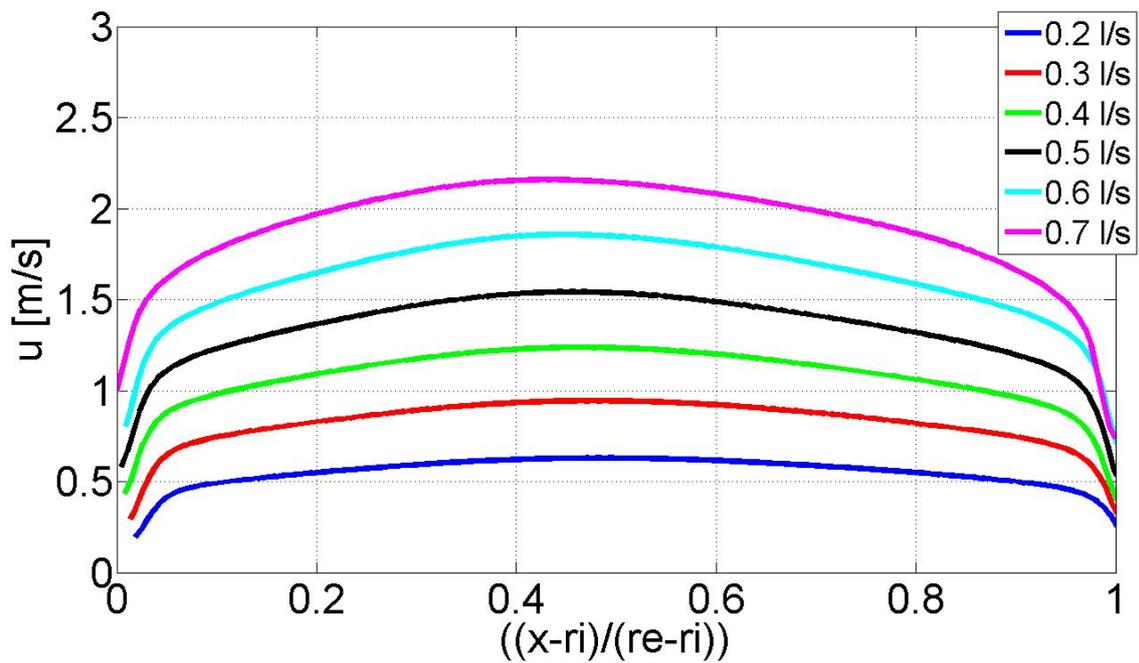


FIGURE 3.25 – Profil de vitesse tracé grâce aux mesures PIV.

Profil de vitesses turbulentes et calcul de la vitesse de frottement

La figure 3.26 montre les fluctuations u' et v' adimensionnalisées par la vitesse maximale. On trouve à nouveau que les profils se superposent bien et que la symmétrie est centrale. Comme pour la vitesse moyenne ce comportement ne correspond pas à ce qu'on trouve pour un écoulement annulaire complet.

Une des données importantes pour la caractérisation de l'écoulement est le frottement pariétal. En faisant

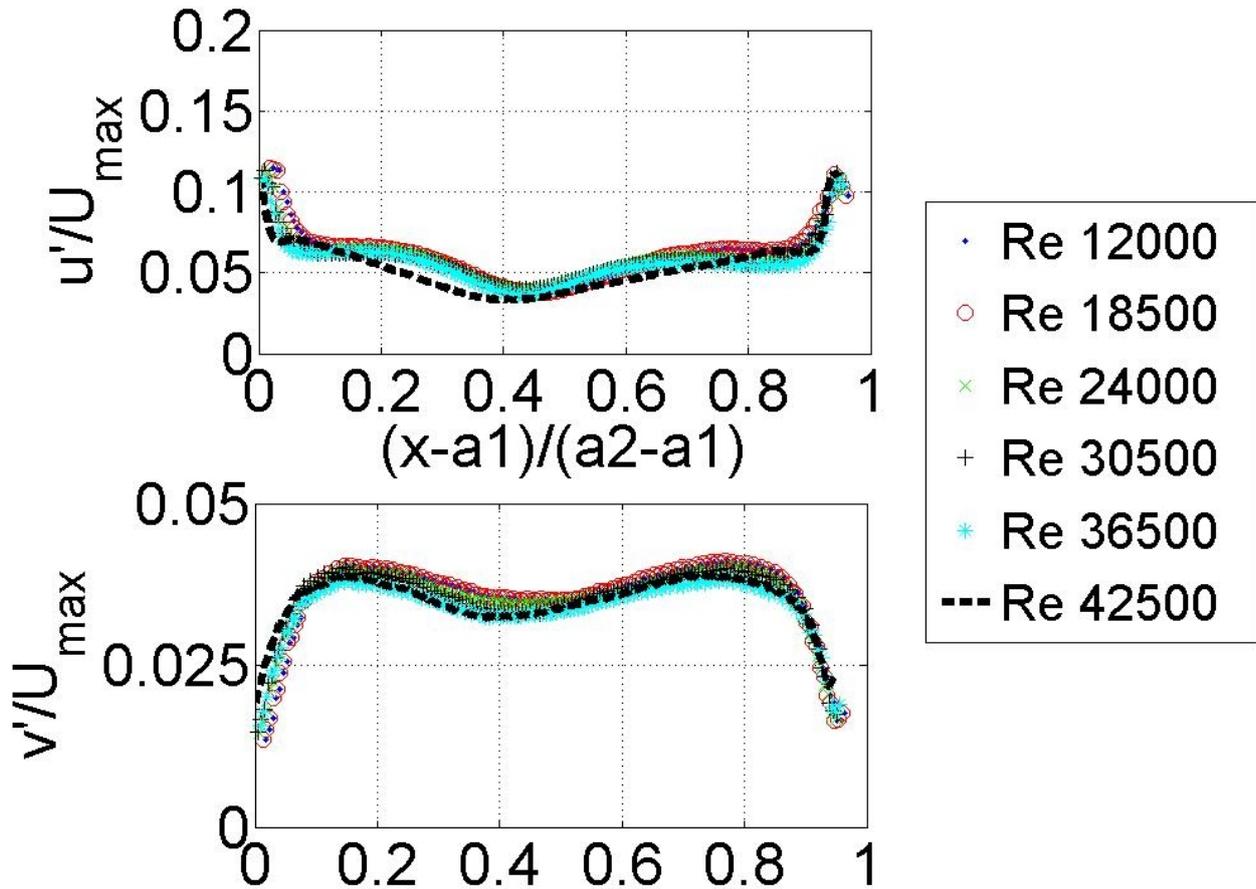


FIGURE 3.26 – Vitesses fluctuantes.

référence aux résultats de Kaneda, on va distinguer entre le frottement à la paroi interne (1) et celui à la paroi externe (2). Les vitesses de frottement sont définies : $u_1^* = \sqrt{\tau_{w1}/\rho}$ et $u_2^* = \sqrt{\tau_{w2}/\rho}$. Les grandeurs adimensionnées u^+ et x^+ peuvent aussi être calculées à partir du frottement, mais toutes ces quantités sont difficiles à déterminer car on n'a pas d'information à la paroi. Pour les calculer, une modélisation de l'écoulement doit être faite : celui-ci est décomposé entre une zone proche paroi, une zone de sillage au centre et une zone de raccord entre les deux où la loi logarithmique de vitesse est valable. C'est grâce à la loi logarithmique que la vitesse de frottement pariétale va être déterminée. En effet, la vitesse moyenne dans cette partie de l'écoulement peut être modélisée par :

$$\frac{U}{u^*} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{xu^*}{\nu}\right) + A$$

avec $\kappa = 0.436$ la constante de Von Karman et A une constante (6.13 dans un écoulement annulaire, d'après Kaneda et coll. [40]). Il suffit de repérer une zone linéaire dans la représentation U en fonction de $\ln(x)$, de faire une interpolation linéaire qui donne $U = B + C\ln(x)$ et de calculer u^* avec B ou C : $C = \frac{u^*}{\kappa}$ ou $B = u^*(A + \frac{1}{\kappa}\ln(\frac{u^*}{\nu}))$. En réalité, le profil est quelque peu décalé de la paroi, ce qui influe sur la valeur de u^* , et donc les valeurs de u^* obtenues par B et C sont différentes et fausses. Pour corriger le décalage par rapport au bord, on bouge le profil d'un déplacement ϵ , on interpole la partie linéaire, on calcule $u^* = C\kappa$ puis on calcule $B' = u^*(A + \frac{1}{\kappa}\ln(\frac{u^*}{\nu}))$. Un programme minimise la fonction $(B - B')^2$ en fonction de ϵ et converge vers le bon recadrage ϵ et donc le bon u^* . Ce recadrage ne dépasse pas $0.35mm$.

À la vue des profils modélisés par Kaneda et coll., qui diffèrent des profils expérimentaux (figure (3.30)), la pertinence du choix de la constante A peut être remise en cause. Une étude de la sensibilité de u_1^* en fonction de A , qui peut varier de 5 pour un canal plan à 8.5 pour certaines conduites annulaires [7] en passant par 5.5 pour une conduite cylindrique, permet de voir que la vitesse de frottement pariétal ne varie pas trop et que le choix de la constante est correct (détails dans le rapport de Baudin et coll. [7]).

La figure 3.27 montre la partie linéaire de u_1^+ par rapport à x^+ pour les différentes séries. On vérifie bien la validité de la loi logarithmique sur une gamme de valeurs de x^+ comprises entre 30 et 100.

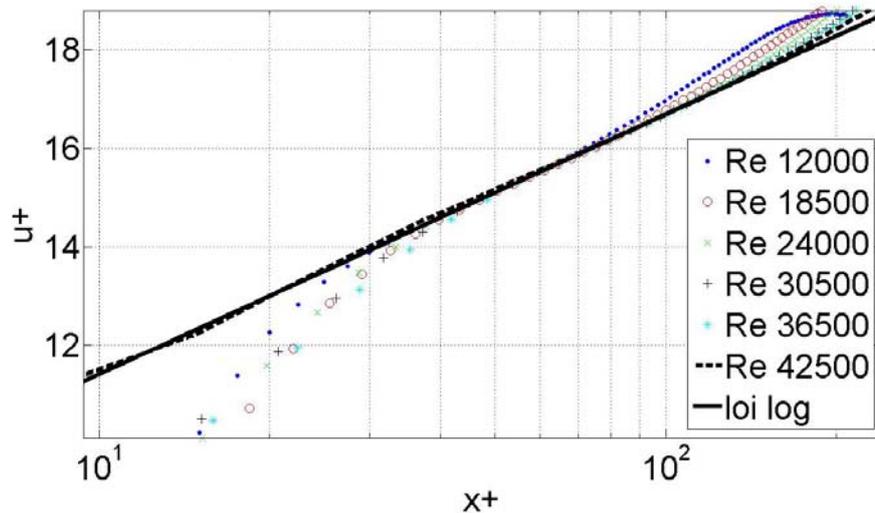


FIGURE 3.27 – u^+ en fonction de x^+ .

La figure (3.28) montre l'évolution de la vitesse de frottement à la paroi intérieure u_1^* adimensionnée par la vitesse moyenne U_{moy} en fonction du nombre de Reynolds. Les points expérimentaux sont au-dessus de la courbe théorique de Blasius mais se superposent bien sur celle de Kaneda. Cela peut surprendre étant donné que les profils modélisés par Kaneda sont assez différents des profils expérimentaux. La figure 3.29 montre l'évolution de u^* adimensionnée par la vitesse maximale U_{max} en fonction du Reynolds, et même si les valeurs expérimentales et théoriques ne coïncident pas tout à fait elles ont la même allure. La figure (3.30) montre encore que les ordres de grandeurs des vitesses turbulentes adimensionnées par la vitesse de frottement pour un écoulement en tube (Hinze, 1959) et les mesures concordent : les maxima de vitesse radiale v'/u_1^* sont à peu près égaux à 0.8, et le maximum de vitesse axiale mesuré u'/u_1^* est égal à environ 2.3 ce qui est proche de

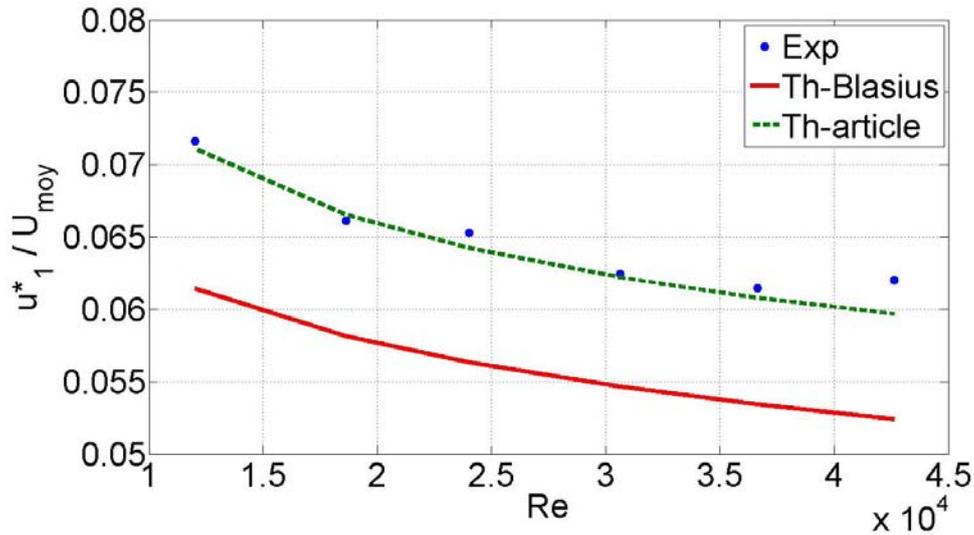


FIGURE 3.28 – u_1^* sur U_{moy} en fonction du Reynolds : points expérimentaux, formule de Blasius (rouge), profil de l'article de Kaneda (vert)

2.5 de la littérature.

3.9.4 Conclusion

À partir de mesures PIV, l'écoulement a pu être caractérisé et notamment les vitesses de frottement à la paroi ont pu être calculées.

Les profils de vitesse se rapprochent plus de ceux d'un écoulement en tube plutôt que de ceux d'un écoulement annulaire, phénomène sûrement dû à la présence des parois supplémentaires. Des simulations numériques sont nécessaires pour mieux comprendre la structure complète de l'écoulement.

Par contre, les vitesses de frottement à la paroi intérieure sont bien représentées par le modèle de l'écoulement annulaire de Kaneda et al. et cette loi pourra être utilisée pour les modèles de convection et d'ébullition.

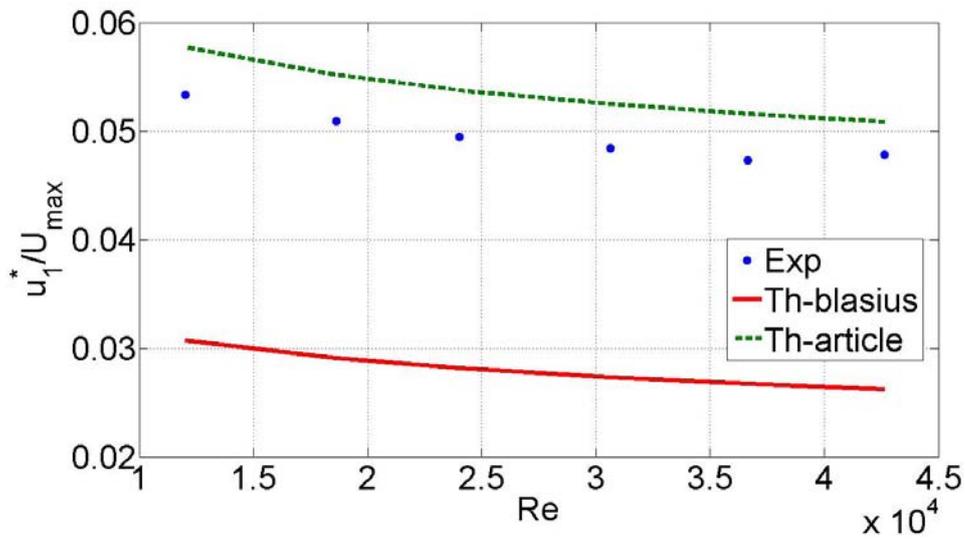


FIGURE 3.29 – u_1^* sur U_{max} en fonction du Reynolds : points expérimentaux, formule de Blasius (rouge), profil de l'article de Kaneda (vert)

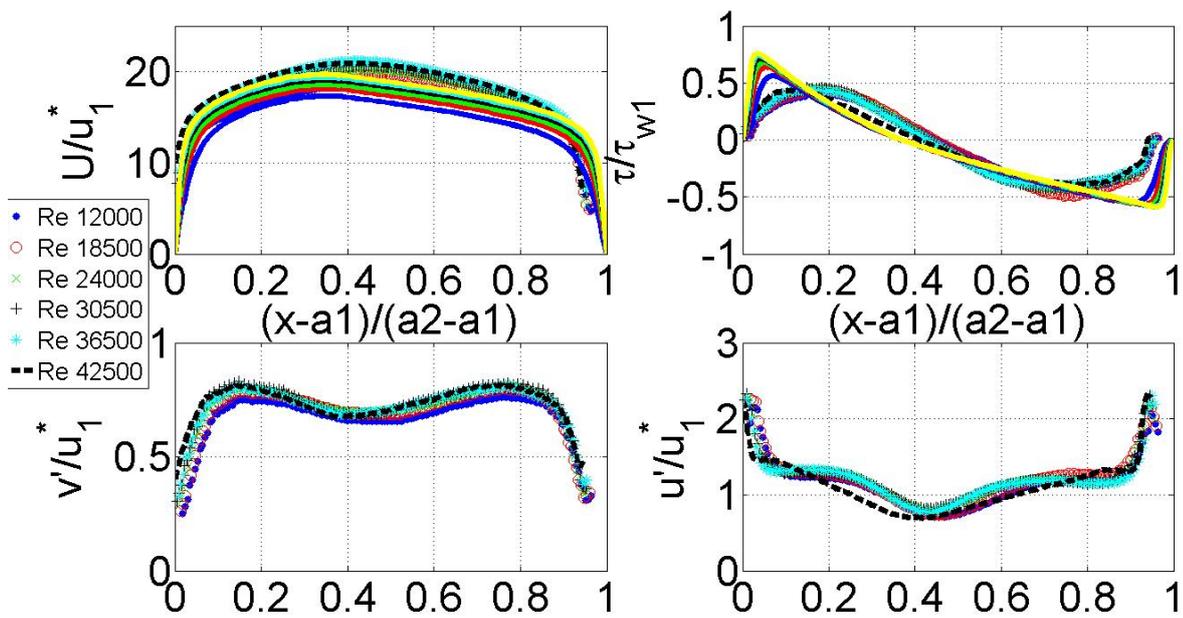


FIGURE 3.30 – Vitesse moyenne, frottement turbulent et vitesses turbulentes pour chaque série, adimensionnés par la vitesse de frottement à la paroi intérieure

3.10 Conclusion

Ce chapitre est centré sur la présentation des expériences effectuées, en soulignant quels sont les paramètres contrôlés et en proposant une classification des essais. Des tests en boucle et en vase, avec des signaux de courant carrés et triangulaires, d'intensités variables, ont été réalisés. Au moyen des mesures thermiques infrarouge, des courbes de température ont été tracées. On peut identifier des traits communs à toutes les expériences où l'ébullition se déclenche. La montée initiale de la température de paroi jusqu'à la température de déclenchement d'ébullition est suivie par un fort refroidissement de la paroi, lié à l'amélioration des échanges thermiques due au changement de phase. Ensuite, l'ébullition nucléée devient le mécanisme d'échange. La température d'ébullition nucléée reste stable lorsque la puissance en jeu est constante et faible : dans ce cas, la paroi arrive à évacuer toute la chaleur vers le liquide et sa température n'augmente pas. Ce n'est pas le cas des puissances carrées élevées et des signaux triangulaires, où la température de paroi augmente tout le long de l'essai. Si la génération de chaleur par effet Joule est forte, alors l'ébullition en film peut être atteinte. Dans ce chapitre, on a aussi expliqué comment le flux de chaleur peut être calculé à partir de la puissance électrique, en soulignant aussi les erreurs associées. L'évaluation du flux évacué vers le HFE7000 va permettre de tracer des courbes d'ébullition, qui peuvent être comparées aux données et aux corrélations de la littérature. Dans le chapitre suivant, on va donc examiner les résultats expérimentaux, surtout dans le but de comprendre les mécanismes caractéristiques de l'ébullition transitoire. Des essais avec des montées en température très rapides ont été aussi effectués, avec l'objectif de se rapprocher des conditions d'un RIA. La dernière partie de ce chapitre est centrée sur les mesures PIV ayant pour objectif de caractériser l'écoulement semi annulaire avec lequel on travaille. Cette géométrie ne semble pas avoir été étudiée auparavant. Il est donc très intéressant de la caractériser, d'autant plus que les résultats peuvent être utilisés pour l'analyse de l'ébullition convective.

Chapitre 4

Analyse des résultats

4.1 Introduction

Dans ce chapitre, les différentes typologies d'essais, présentées dans la partie 3, seront analysées en détails, en particulier, les flux et les températures caractéristiques pour chaque régime d'ébullition. Dans la première partie, on s'intéressera aux échanges entre paroi et liquide qui précèdent la nucléation. En particulier, on vérifiera si le mécanisme d'échange est de la pure conduction, au moins pour les tests les plus rapides, ou si la convection entre en jeu. Ensuite, on analysera la température de déclenchement, ainsi que les possibles mécanismes de nucléation, en évaluant notamment si, dans les séries des tests les plus rapides, les conditions de la nucléation homogène sont atteintes. On calculera aussi la taille des sites de nucléation à la paroi en fonction de la surchauffe au début de l'ébullition, quand l'ébullition prend naissance sur des cavités à la paroi. Pour les essais où la température d'ébullition nucléée se stabilise, une comparaison avec les corrélations d'ébullition nucléée stationnaires sera faite. Cela nous permettra de voir s'il existe un modèle apte à caractériser les expériences quand le régime est établi. Ensuite, l'ébullition nucléée en régime transitoire sera analysée. La rapport entre les flux dans les cas transitoire et stationnaire sera comparé avec les données expérimentales d'Auracher et coll. [4], pour des vitesses de montée en température en dessous de $50K/s$. Enfin, la crise d'ébullition avec le passage au régime d'ébullition en film sera traitée. On se focalisera sur le développement local du film de vapeur, en cherchant à modéliser le coefficient d'échange au moyen du système d'équation régissant l'écoulement de la vapeur et le champ thermique dans le film. On présentera enfin des tests très rapides, ayant des durées comprises entre $0.1s$ et $0.5s$, où le film de vapeur couvre rapidement toute la paroi.

L'objectif de ce chapitre est d'éclaircir les mécanismes de transfert thermique propres à chaque régime, surtout quand il est transitoire. Comme on a souligné, dans la littérature on n'a pas repéré beaucoup d'information sur les transitoires d'ébullition. L'installation expérimentale mise en place permet d'explorer une vaste gamme de taux de montée en température, qui va de quelques degrés par seconde à deux mille. Le champ de température de paroi est mesuré avec précision par la caméra infrarouge et les visualisations avec caméra rapide permettent de voir clairement les phénomènes en cours et de bien caler dans le temps le déclenchement de l'ébullition et le développement du film de vapeur. Au moyen de ces techniques et grâce à la flexibilité de fonctionnement de l'expérience, on peut apporter des nouveaux éléments à la connaissance de l'ébullition en régime transitoire.



FIGURE 4.1 – Schéma du modèle 1D de la simulation numérique.

4.2 Transfert de chaleur en régime monophasique

Préalablement au déclenchement de l'ébullition, les échanges thermiques entre la paroi chauffée et le liquide peuvent se faire par conduction et par convection.

Comme on a vu dans le chapitre 3, les tests peuvent être divisés selon qu'ils sont en vase ou en boucle et selon le type de signal appliqué, carré ou triangulaire. Dans ce dernier cas, c'est-à-dire quand on alimente le clinquant avec un courant qui croît progressivement, la phase d'échange monophasique est longue, car la température de la feuille augmente lentement. Cela est visible sur les figures 3.9 et 3.10. Quand on utilise un signal carré, la montée en température initiale est rapide, parce que la valeur de palier de la puissance électrique est atteinte après quelque dizaine de millisecondes et donc la feuille métallique est chauffée violemment instantanément. La phase d'échange monophasique est courte et elle se réduit de plus en plus lorsque de l'intensité du signal électrique augmente (fig. 3.7, 3.8). Ces caractéristiques demeurent les mêmes que l'essai soit en vase ou en boucle. Par contre, quand l'essai est réalisé en présence de l'écoulement, le mécanisme d'échange par convection forcée est présent depuis le début.

Dans cette partie, on cherche une réponse à la question si le mécanisme d'échange de la chaleur entre le fluide et la paroi soit fait par conduction seulement, comme il semble que ce soit le cas pour des essais rapides (voir section 1.2.1, page 22), au moins pour les essais à signal carré où cette première phase est courte, ou si la convection intervient aussi. Pour répondre à cette interrogation, on peut comparer la température de la paroi qu'on aurait si la seule conduction intervenait, évaluée grâce à des simulations numériques, à la température de paroi réelle. De plus, dans cette première partie du chapitre 4, on veut évaluer le rôle de la convection forcée lors de la transmission de la chaleur de la paroi vers le liquide.

Afin d'analyser le mode de transfert dominant, lors de la chauffe du clinquant de l'expérience, une simulation de conduction instationnaire unidimensionnelle est réalisée et les résultats sont comparés aux mesures d'évolution de la température de la feuille métallique. Une modélisation sous *Comsol Multiphysics* a donc été faite, où les équations de la chaleur sont résolues. Elle est constituée de deux éléments linéaires, très finement maillés, l'un représentant le clinquant, de $50\mu\text{m}$ de long, et l'autre le HFE7000, sur une longueur de 2cm . La figure 4.1 montre la configuration. On impose une condition de flux nul sur le côté libre du clinquant, qui est à l'air libre dans la cellule d'essai¹ et à la fin de l'élément représentant le liquide, car on s'intéresse à des temps courts et la longueur choisie est bien plus grande que la profondeur de pénétration du gradient thermique : très près de la paroi, c'est-à-dire à $1 - 2\text{mm}$, la température atteint sa valeur à l'infini. À l'instant initial, le système est entièrement à la température initiale de l'essai qu'on va étudier. Entre les deux éléments, il y a une condition de continuité. Le seul mécanisme qui permet d'évacuer la chaleur générée dans le clinquant est la conduction

1. Le coefficient d'échange dans l'air est bien plus faible que dans le liquide, il est normalement de l'ordre de $10\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$ en convection naturelle, alors que pour le HFE7000, le coefficient d'échange est au dessus de $2000\text{W}/(\text{m}^2\text{K})$.

transitoire, dans le cas de la simulation.

La simulation peut être validée si on considère le fluide comme un corps semi infini et on calcule la distribution de température (éq. 1.3) au sein du fluide analytiquement, quand on applique un flux constant, correspondant au flux qui sort du clinquant. Cette validation peut être faite pour le cas d'un signal de puissance carré. Après les tous premiers instants, la puissance atteint sa valeur de palier et ne change plus. Le flux alors se stabilise et on peut se référer à cette valeur stable pour faire l'évaluation analytique de la température. Si on utilise le flux sortant vers le HFE7000 obtenu grâce aux simulations dans l'expression utilisée pour évaluer le profil de température (éq. 1.3), les résultats sont en très bon accord, ce qui valide les simulations.

Si on impose dans le modèle une génération interne égale à la puissance électrique générée dans la feuille, si la convection ne venait pas à jouer on trouverait la même température de la feuille que dans le cas réel.

Les simulations sont réalisées pour chaque condition opératoire : liquide à saturation ou sous refroidi, signal de puissance électrique carré ou triangulaire, puissance basse, moyenne ou élevée, avec et sans écoulement et avec un chauffage très rapide.

Les résultats sont analogues dans tous les cas : la montée en température du clinquant est plus lente dans les expériences que dans les simulations. Si on n'avait que de la conduction, la température de paroi deviendrait bien plus élevée.

Pour un test à moyenne puissance avec un signal carré, en condition de saturation (fig. 4.2), la température du point de contact entre le métal et le fluide, évaluée avec la simulation, augmente plus rapidement que la température réelle. Il existe juste une première phase où la température semble être la même. Pendant les tous premiers instants, la conduction semble être le mécanisme d'échange.

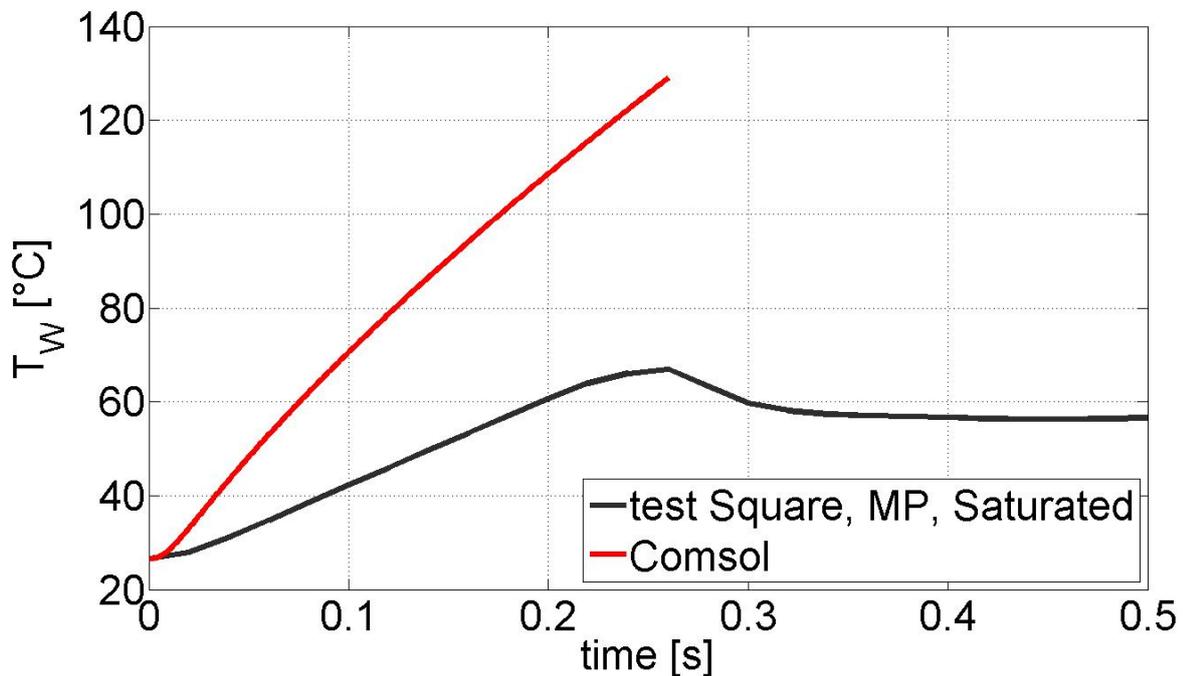


FIGURE 4.2 – Test avec signal carré, puissance moyenne, saturation.

Quand la puissance augmente progressivement, ce qui est le cas des rampes triangulaires, la partie correspondant au mode de transfert par conduction, où les températures sont confondues entre expérience et simulation, est plus longue, mais elle reste confinée au début (voir figure 4.3). La période où la conduction semble être le mécanisme dominant peut durer plus longtemps probablement parce que l'augmentation de la puissance employée est progressive et donc la chaleur à évacuer dans les premiers instant est réduite et il est possible de la passer au fluide par la conduction seule. De plus, il n'y a pas un fort gradient thermique qui justifierait des mouvements dans le liquide. Ce n'est qu'après que les échanges convectifs rentrent en jeu, quand la génération interne est plus importante et la température de paroi aussi.

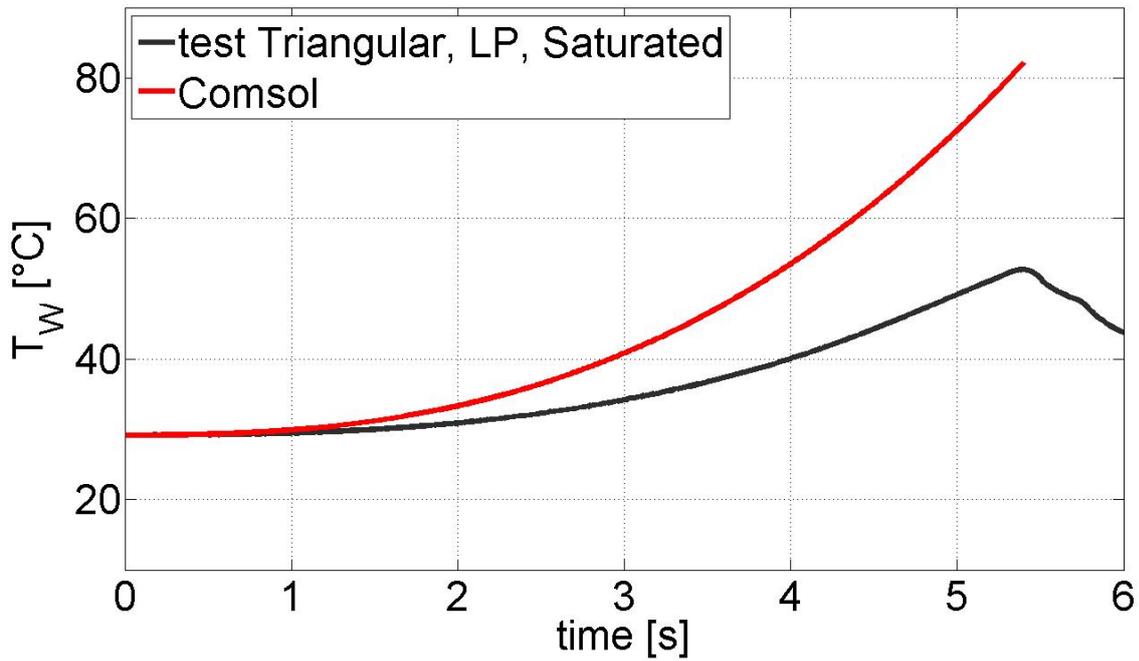


FIGURE 4.3 – Test avec signal triangulaire, puissance faible, saturation.

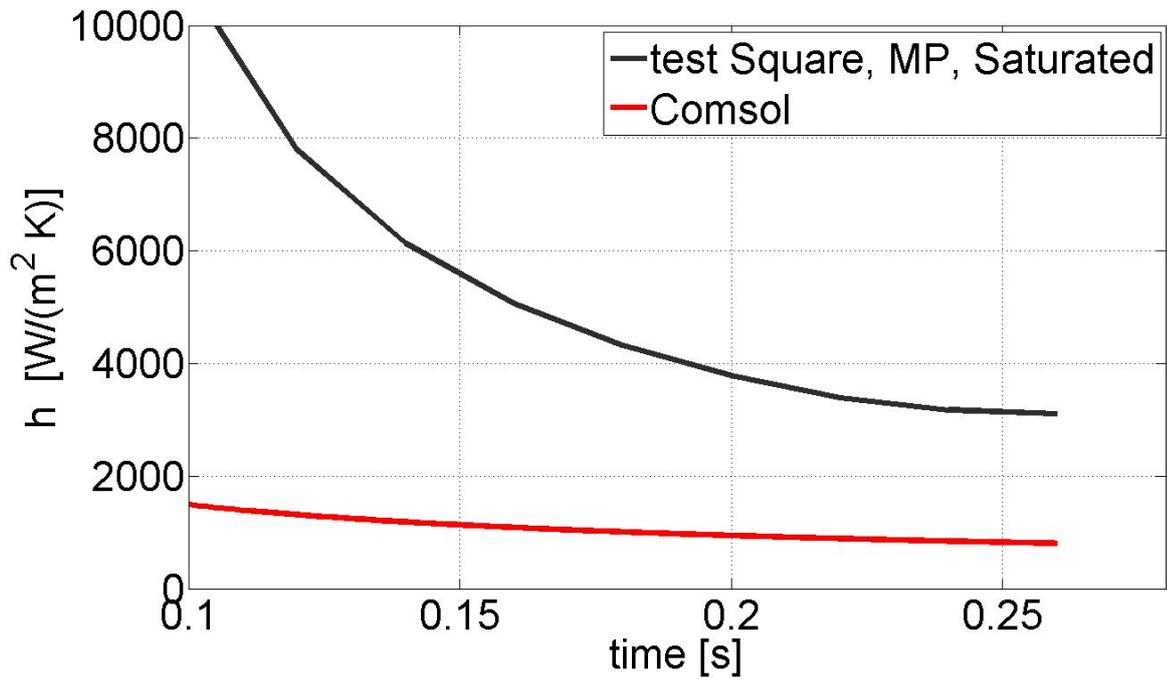


FIGURE 4.4 – Test avec signal carré, puissance moyenne, saturation.

On peut aussi faire une comparaison entre les coefficients d'échanges $h = \phi / (T_W - T_L)$, ϕ étant le flux, évalués au moyen de la simulation et les résultats expérimentaux. La figure 4.4 montre l'allure de h pour le même cas que la figure 4.2, à titre d'exemple. On souhaite désormais examiner le rôle relatif de la conduction en fin de la phase monophasique de nos essais.

On se positionne donc au point de déclenchement d'ébullition, c'est-à-dire quand la température de paroi atteint son maximum (T_{ONB} , fig. 3.4). On choisit ce point car il est facile de le repérer dans tous les types d'essai et ça permet d'avoir une estimation de l'écart entre les échanges par seule conduction et dans le cas réel. On trouve que le rapport entre les coefficients d'échange en fin de simulation et l'expérimental est toujours en dessous de 0.5. Dans aucun cas la conduction joue seule un rôle jusqu'au déclenchement de l'ébullition dans le refroidissement de la surface, elle n'est même jamais le mode dominant au moment du déclenchement. Il y a des conditions dans lesquelles les résultats obtenus en tenant compte de la seule conduction concordent mieux avec les données expérimentales :

- quand le fluide est sous refroidi (≈ 0.45). À parité de forme et d'intensité du signal électrique, la conduction est plus efficace lorsque le liquide est plus froid, car la différence de température $T_W - T_L$ est plus élevée et le flux passé par conduction est proportionnel à cette différence ($\phi_{cond} = -\lambda(T_W - T_L)/\delta$, étant δ l'épaisseur de la couche limite thermique (la distance où la température au sein du liquide devient celle à l'infini)). L'amplification des mouvements au sein du fluide liée à des gradients thermiques plus forts, et donc de la convection, est évidemment moins importante que l'amélioration des échanges conductifs.
- Lorsque le signal est progressif ou de faible puissance. En fait le rapport vaut, par exemple, 0.37 pour un carré à basse puissance, tandis qu'il devient de 0.2 pour les tests rapides et de 0.32 pour une rampe à faible puissance. Moins de puissance injectée dans le clinquant signifie moins de chaleur à évacuer, d'un côté, et températures de paroi plus faibles. Il y a moins de mouvements du fluide sous l'effet du gradient thermique et le poids de la convection diminue, donc la conduction évacue plus de chaleur.
- L'écoulement est absent ou réduit. On passe de 0.26 pour 0.1l/s à 0.14 à 0.3l/s. L'écoulement implique qu'il y a de la convection forcée déjà au début de l'essai et que donc ce mécanisme d'échange entre en jeu de suite. Dans ce cas, il ne faut pas du temps pour établir la convection, car elle existe déjà et elle est bien établie.

Si on se réfère aux temps caractéristiques de la conduction pure et de la convection bien établie (voir expressions 1.1, 1.2) on trouve que, pour une surchauffe de paroi de $30^\circ C$, le temps t_∞ pour établir la convection est de 5.54s et le temps t_{dep} pour la conduction est de 2s. Selon ce modèle, qui est valable pour une augmentation instantanée de température, on devrait être dans le cas de la conduction instationnaire pour la plupart des essais. La figure 4.5 montre les temps de déclenchement d'ébullition pour tous les tests en vase et boucle, divisés selon le type de signal appliqué (triangulaire T ou carré S) et la présence de l'écoulement (vase P /boucle L). On voit que dans tous les essais où le signal est carré, les temps de déclenchement sont en dessous de 2s. Le fait que la conduction ne soit pas le seul mécanisme en jeu peut être lié à la différente montée en température, plus graduelle dans les expériences que dans l'étude de Siegel [60]. Le temps d'établir la convection n'est presque jamais atteint.

On peut évaluer le temps nécessaire à établir la convection d'une façon plus appropriée pour les créneaux de puissance, en faisant référence aux relations de l'article d'Ahmadi [1]. Il y a une relation pour exprimer le nombre de Nusselt en fonction du temps, $Nu_1(t)$, valable pour les premiers instants (éq. 1.9) et une pour la phase stable de la convection (éq. 1.11), $Nu_2(t)$, lorsqu'on applique un signal carré. Donc, si on égalise nombres de Nusselt des deux zones, $Nu_1(t) = Nu_2(t)$, on va trouver l'instant où ils coïncident, c'est à dire

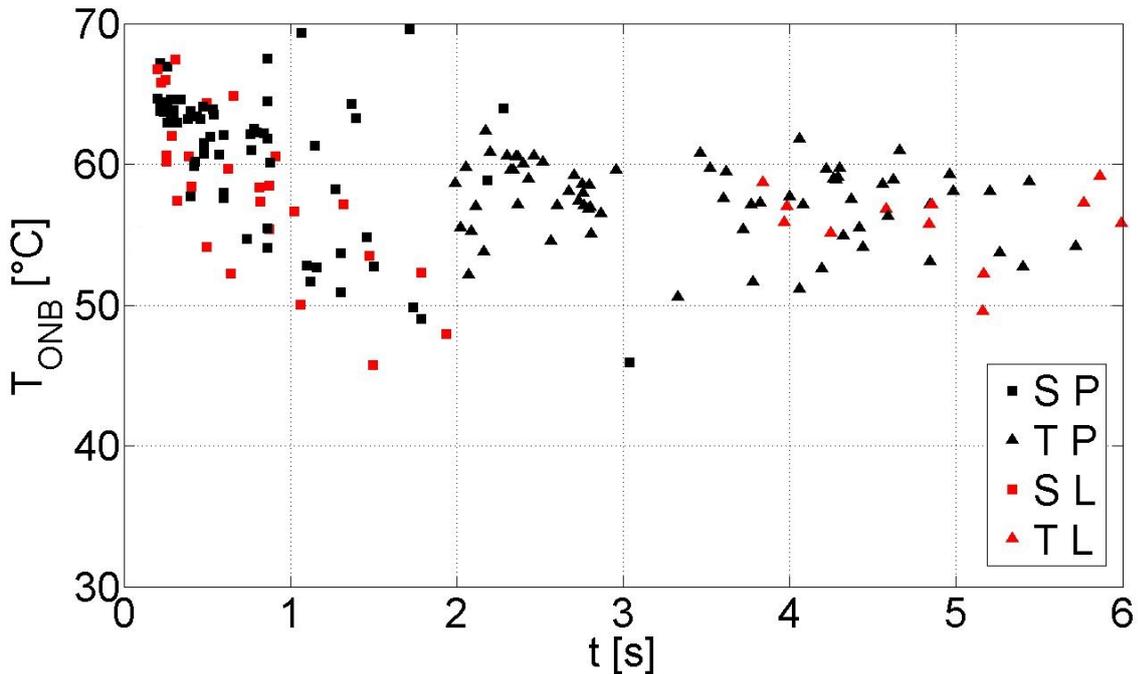


FIGURE 4.5 – Temps de déclenchement d'ébullition. La température de saturation est $T_{sat} = 34.99^{\circ}C$.

le moment où il commence à y avoir de la convection stable. Si on considère, donc, les équations 1.9 et 1.11 pour une hauteur de $0.1m$, qui correspond à notre hauteur effective chauffée, on trouve un temps de $8.6s$. Si cela était vrai, on n'arriverait jamais à établir la convection.

Pour les essais en boucle, il est intéressant de regarder plus en détail les tests qui pourraient atteindre des conditions stationnaires vu le temps très long de la phase d'échange monophasique. Par exemple, on considère un essai dont la phase d'échange monophasique dure $5sec$, avec un débit de $0.2l/s$. La figure 4.8 montre le coefficient d'échange pour les dernières deux secondes de la phase monophasique de ce test, comparé à celui calculé avec le modèle numérique qui tient compte de la seule conduction. En conditions stationnaires, on aurait un coefficient d'échange stationnaire de $1.2kW/(m^2K)$ si on prend un écoulement annulaire (éq. 1.13) et $1.13kW/(m^2K)$ si on prend un écoulement dans un tube ayant diamètre équivalent (éq. 1.12). Comme la figure 4.8 le montre, le coefficient de l'essai est de $3kW/(m^2K)$. Cela signifierait que 40% du flux est passé par convection et 60% par conduction, si on prend les derniers instants où la convection devrait s'être établie. Une valeur si élevée de la composante conductive n'est pas cohérente avec le fort écart entre les profils de température simulé et réel, qu'on peut voir sur la figure 4.7. Sur cette figure, un troisième profil de température est tracé. Il vient d'une simulation numérique de la seule partie du HFE7000. Le modèle est celui de la figure 4.6. Seul le fluide est considéré et on impose à la frontière A un flux qui vient des données expérimentales. À la frontière B on garde la condition d'adiabaticité comme pour la précédente simulation. Le profil vert sur la figure 4.7 correspond à un calcul de conduction pour lequel $\phi_A = \phi_{essai} \cdot 0.15$. Seulement 15% du flux effectivement sortant de la paroi vers le fluide est considéré. Ce profil est en bon accord avec le profil expérimental et on trouve la même température à la fin de la phase. On a fait l'hypothèse que la répartition du flux convectif

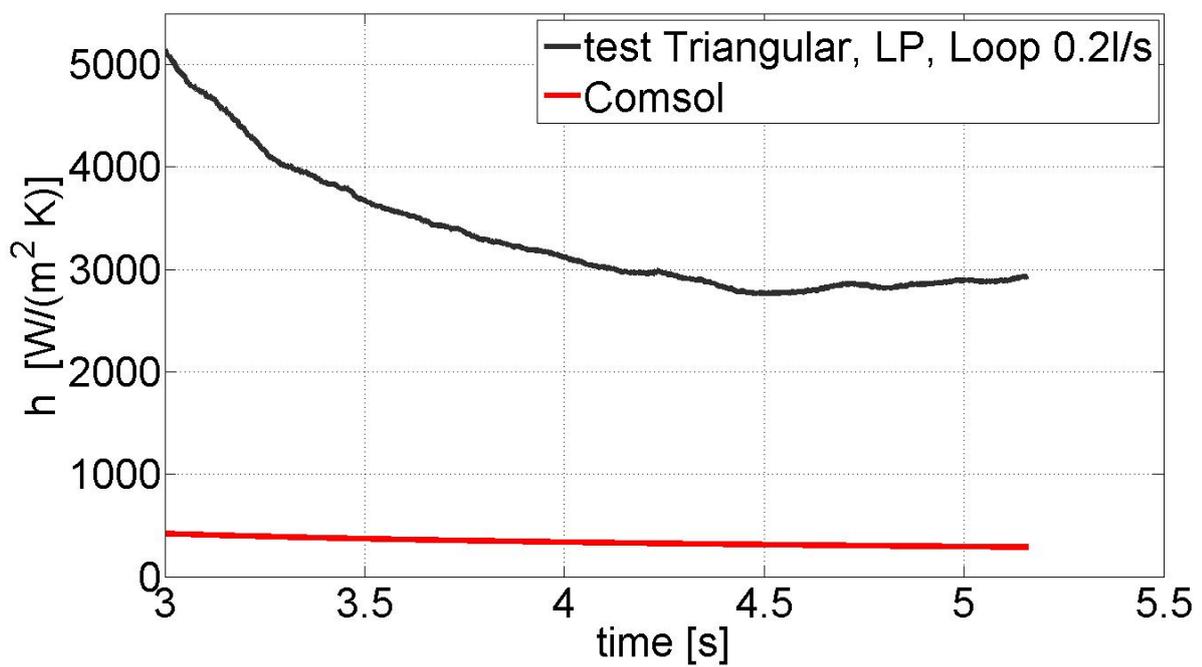


FIGURE 4.8 – Coefficient d'échange réel et calculé au moyen de la simulation, essai puissance basse, triangulaire, en boucle.

4.2.1 Conclusion

Pour conclure on peut dire que :

- Les coefficients d'échange mesurés sont bien plus importants que ceux correspondants à l'établissement d'une couche limite thermique par conduction transitoire.
- Dans tous les essais effectués, l'échange thermique avec le fluide se fait à la fois par conduction et par convection avant le déclenchement de l'ébullition.
- Le temps pour établir un régime thermique convectif est supérieur à celui des essais. On n'obtient jamais de conditions stationnaires pour la convection.
- Les coefficients d'échanges sont bien plus élevés que si on était en conditions stationnaires. C'est un point important dont on tiendra compte quand on parlera du déclenchement de l'ébullition.
- Il semble que la conduction transitoire soit seulement observée dans la phase initiale de la chauffe. Cette période semble être plus longue pour les essais où la puissance croît de façon graduelle et où elle n'est pas élevée. En outre, apparemment le sous refroidissement favorise les échanges conductifs.
- Pour les essais en boucle, c'est la convection forcée, qui est déjà présente au début du test, qui est le mécanisme plus important.
- Pour éclaircir les mécanismes d'échange thermique pendant cette phase, une simulation numérique où l'on tient compte du mouvement dans le liquide causé par la variation de la densité serait nécessaire.

4.3 Le déclenchement de l'ébullition

4.3.1 Introduction

D'après l'analyse de la section 1.3, on a vu que l'ébullition peut commencer au sein du liquide, par un mécanisme de nucléation homogène, ou à la paroi, par nucléation hétérogène, ou encore à partir de la formation d'embryons de vapeur de la paroi.

La figure 4.5 montre les valeurs de température de paroi au déclenchement d'ébullition. La température de saturation étant de 34.99°C , la surchauffe est comprise en général entre 15 et 30K pour les essais en vase et en boucle réalisés. On voit aussi qu'elle ne descend jamais en dessous de 10K . Les valeurs les plus élevées sont celles des tests à puissance carrée, où le déclenchement se produit après quelques centaines de millisecondes. La surchauffe dans ce cas est de 30K environ.

L'objectif de cette section est de comprendre le mécanisme qui est à la base du déclenchement et sa sensibilité aux différents paramètres, tels que la vitesse de montée en température, le sous refroidissement et la présence de l'écoulement. Sur la figure 4.5, les essais ayant des durées comprises entre 0.1s et 0.5s ne sont pas présentés. Vu leur caractère fortement transitoire, on en parlera séparément, en cherchant à éclaircir les mécanismes à la base du déclenchement d'ébullition dans ce cas aussi.

4.3.2 Le mécanisme de nucléation

Pour comprendre quel est le mécanisme de déclenchement d'ébullition, on peut vérifier les valeurs de température nécessaires pour avoir de la nucléation homogène ou hétérogène au moyen de l'expression suivante (éq. 1.19) donnant le taux de formation d'embryons de vapeur :

$$J = N \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot \sigma}{\pi \cdot m}} \cdot \exp \left[\frac{-16\pi \cdot \sigma^3}{3K_B \cdot T \cdot (\eta p_{sat} - p_L)^2} \right]$$

Si on fait un calcul de la limite de surchauffe nécessaire à obtenir un taux de nucléation de $J = 10^{12} \text{m}^{-3} \text{s}^{-1}$, on trouve une valeur de température comprise entre 398K et 399K , c'est-à-dire $125-126^{\circ}\text{C}$, pour le HFE7000 qu'on utilise. C'est la condition pour avoir de la nucléation homogène. Ce seuil très élevé, n'est pas atteint dans le cas des essais effectués.

Quand on fait le calcul pour la nucléation hétérogène, avec l'équation 1.20 :

$$J = N^{2/3} \cdot S \cdot \sqrt{\frac{3 \cdot f \cdot \sigma}{\pi \cdot m}} \cdot \exp \left[\frac{-16\pi \cdot \sigma^3 \cdot f}{3K_B \cdot T \cdot (\eta p_{sat} - p_L)^2} \right]$$

en prenant un angle de contact $\theta = 5^{\circ}$, la valeur est 128°C , 402K . La valeur de l'angle de contact $\theta = 5^{\circ}$ est une valeur estimée pour un fluide très mouillant. L'angle étant vraiment faible, le fluide présente des conditions de nucléation au sein du liquide plus probables que sur la paroi. Le seul paramètre qui différencie les deux calculs est le terme N , dont la puissance est $2/3$ dans le cas de la nucléation hétérogène.

Les tests qui ont été réalisés, exception des essais très rapides, présentent certainement des mécanismes de formation d'embryons de vapeur à partir des cavités de la paroi, leurs surchauffes étant bien plus réduites, comme on peut le voir sur la figure 4.5.

4.3.3 Les cavités actives

On va considérer d'abord la taille des sites de nucléation. Si on utilise la relation 1.23 pour calculer la taille des sites activables, à pression atmosphérique et pour une température de 55°C , qui est représentative des températures expérimentales (fig. 4.5), on obtient un rayon de $0.14\mu\text{m}$, qui est petit, mais qui peut être justifié par la surface très lisse. Le rayon minimal des cavités actives pour des températures comprises entre 40 et 70°C , qui est la gamme des températures de déclenchement (voir figure 4.5), est présentée sur la figure 4.9.

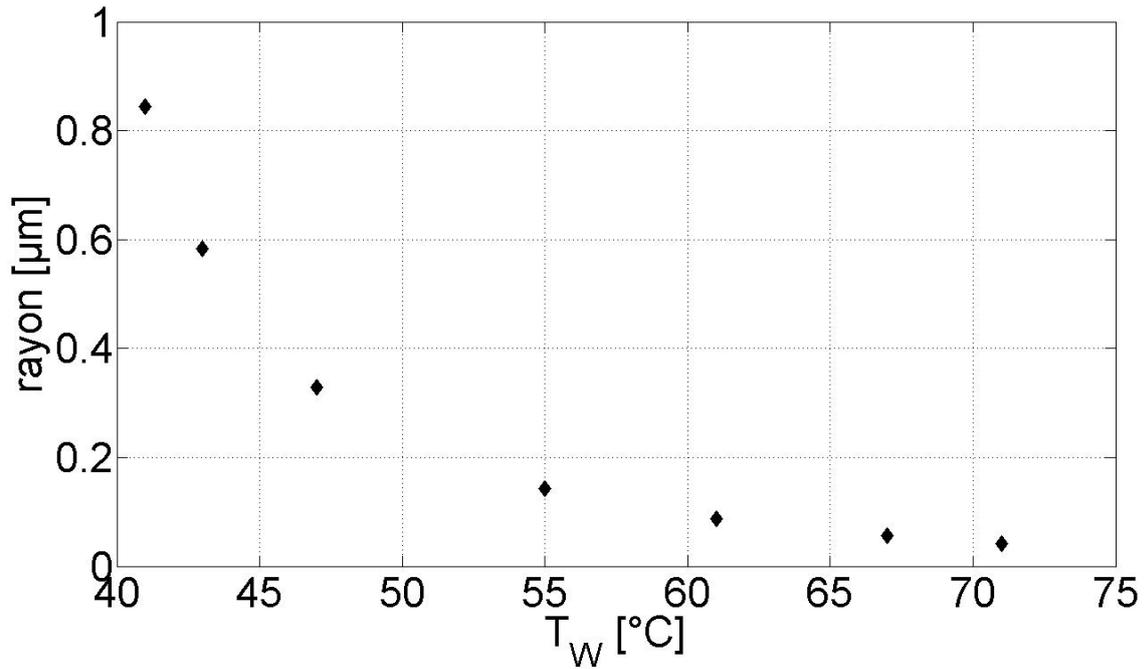


FIGURE 4.9 – Taille des sites de nucléation, en fonction de la température de paroi.

Le modèle de Hsu (éq. 1.35) permet d'évaluer la taille des cavités activables si on connaît l'épaisseur de la couche limite thermique. On estime cette épaisseur comme $\delta_T \approx \frac{\lambda_L}{h}$, où h est le coefficient d'échange au moment du déclenchement : $h = \frac{\phi}{T_{ONB} - T_L}$.

Les valeurs du coefficient d'échange au moment du déclenchement sont présentées dans le tableau suivant. Il s'agit du coefficient calculé pour un test de la catégorie d'essai (créneaux ou rampes, en vase ou en boucle, haute, moyenne ou basse puissance, essais rapides, à saturation ou sous refroidis). La notation est celle décrite à la page 135. On voit que h est de l'ordre de $1000W/(m^2K)$ en vase, pour les puissances basses et les signaux triangulaires de haute et basse intensités. Le sous refroidissement réduit les valeurs. h est de l'ordre de $3000W/(m^2K)$ en vase, pour des puissances moyennes et hautes carrées. h est beaucoup plus élevé, $6000W/(m^2K)$, quand il s'agit des essais très rapides. Les tests en boucle ont des coefficients de l'ordre de $3000W/(m^2K)$.

<i>Test</i>	h [$W/(m^2K)$]
LP, S, SAT, P	1400
MP, S, SAT, P	3100
HP, S, SAT, P	3700
LP, S, SC, P	1100
LP, T, SC, P	900
LP, T, SAT, P	900
HP, T, SAT, P	1900
LP, S, L, F01	2100
LP, T, L, F01	1500
LP, S, L, F03	3000
LP, T, L, F03	3000
LP, S, L, F02	3300
HP, $\Delta t = 0.3s$	6900
HP, $\Delta t = 0.2s$	6700
HP, $\Delta t = 0.15s$	6700
HP, $\Delta t = 0.1s$	6600

L'épaisseur de la couche limite est tracée en fonction de h sur la figure 4.10. L'épaisseur est inversement proportionnelle au coefficient d'échange. Elle est de l'ordre de $20 - 25\mu m$ quand h est compris entre $3000W/(m^2K)$ et $3500W/(m^2K)$, ce qui est le cas des tests en boucle et des tests en vase à puissances moyenne ou haute, quand le signal est de forme carrée. Quand le coefficient d'échange est compris entre $6500W/(m^2K)$ et $7000W/(m^2K)$, l'épaisseur diminue à $10 - 11\mu m$, ce qui est le cas des tests rapides, alors qu'elle augmente jusqu'à $80\mu m$ quand $h = 900W/(m^2K)$. Ce dernier est le cas des tests en vase à puissance de forme triangulaire.

Avec ces valeurs, on peut calculer les rayons minimaux et maximaux des sites activés. Si on prend $h = 1400W/(m^2K)$ (cas « LP, S, SAT, P » du tableau), une température de paroi de $63.3^\circ C$ à saturation, valeur d'un essai en vase à saturation et faible puissance de forme carrée, la gamme des rayons est comprise entre $23\mu m$ et $0.06\mu m$ (éq. 1.35). Il s'agit de dimensions petites mais raisonnables compte tenu de l'état de surface du clinquant.

Quand le coefficient d'échange croît, la taille des cavités devient plus petite et la gamme des rayons activables se réduit. Si on considère, par exemple, $h = 6800W/(m^2K)$, une température de paroi de $83^\circ C$ et une tem-

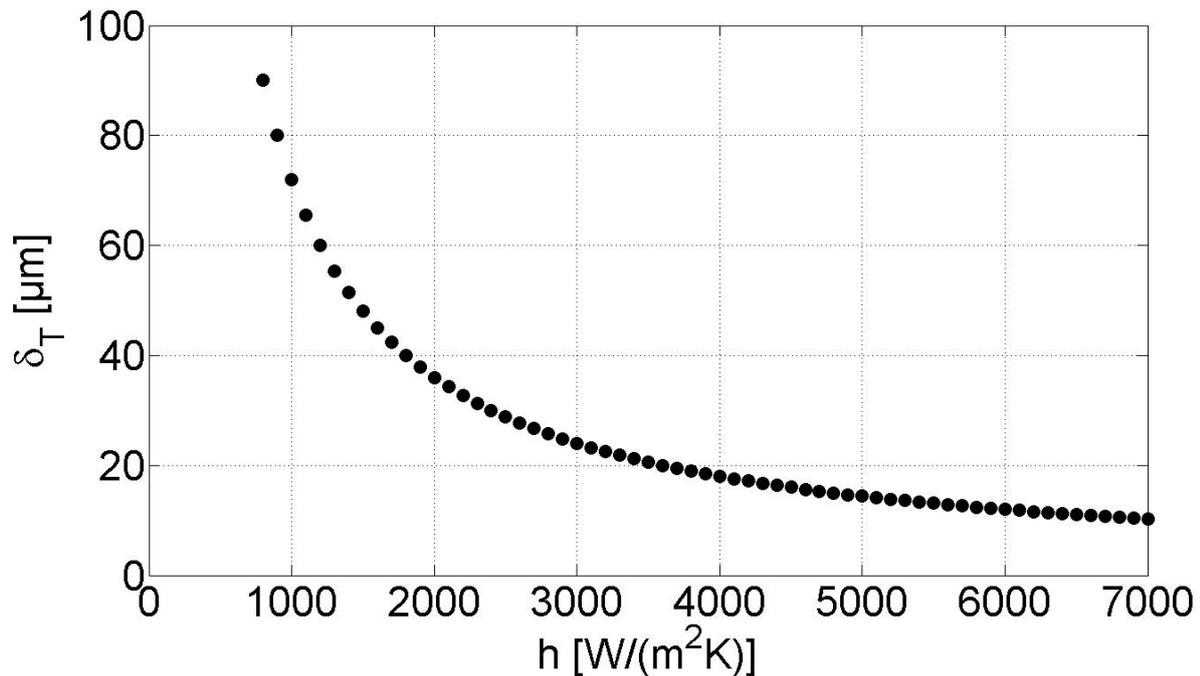


FIGURE 4.10 – Couche limite thermique en fonction du coefficient d'échange.

pérature du liquide de $24^{\circ}C$, ce qui est un exemple parmi les tests rapides, le rayon maximal vaut $4.3\mu m$ et le rayon minimal $0.015\mu m$.

Pour les essais en boucle, la figure 4.11 montre les surchauffes calculées à partir de la relation $\Delta T = (2\sigma T_{sat})/(\rho_V h_{LV} r_c)$ (éq. 1.24) que Steiner et Taborek [19] proposent pour le cas avec écoulement. Le calcul est fait pour un rayon r_c de $0.3\mu m$, valeur conseillée par ces auteurs, et pour un rayon r_c de $0.13\mu m$, rayon qu'on a trouvé pour les cavités réelles (si on évalue le rayon des cavités avec la relation de Hsu (éq. 1.35) pour les cas étudié, il va de $0.21\mu m$ à $0.055\mu m$, donc $0.13\mu m$ est dans la gamme), et les surchauffes réelles, calculées comme $T_W - T_{sat}$, pour des tests représentatifs des différentes conditions d'essai en boucle : différents débits (F) et puissance de forme triangulaire ou carré (T/S). Il y a un très bon accord entre le calcul théorique et la réalité pour le rayon le plus petit.

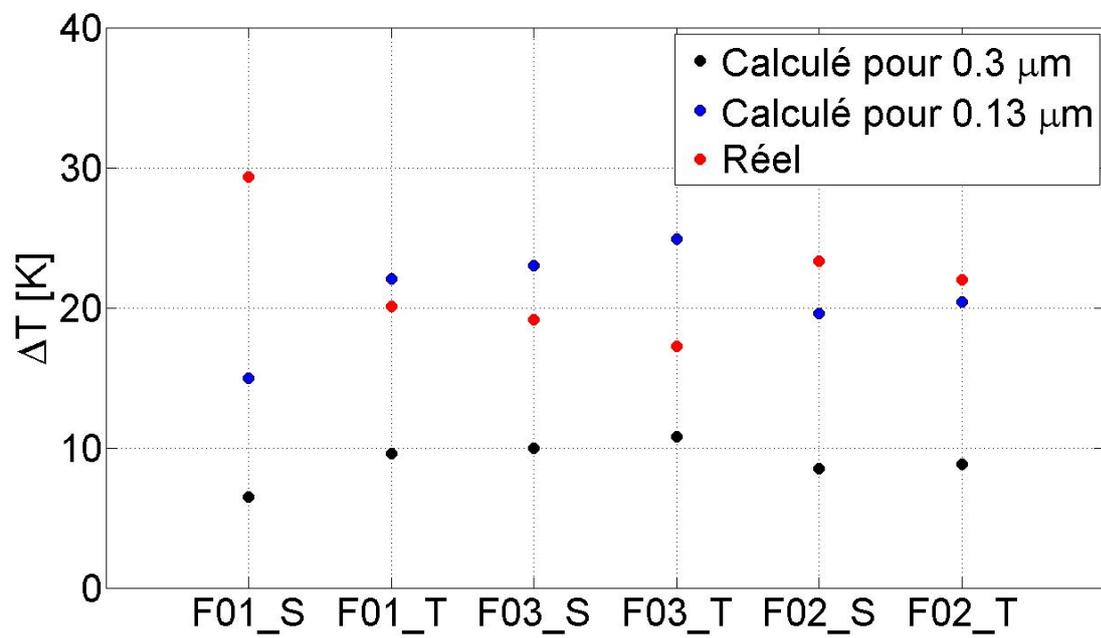


FIGURE 4.11 – Surchauffe calculée pour deux tailles de rayon des cavités, et expérimentale au déclenchement.

4.3.4 Analyse des essais

Remarques préliminaires

Avant de présenter les résultats, on ouvre une parenthèse sur les symboles et les couleurs des figures tracées. Les couleurs « froides » sont toujours utilisées pour les tests en vase et les « chaudes » pour les tests en boucle. En particulier, les bords des symboles restent tout le temps noirs pour les essais en vase et rouges pour ceux en boucle. Les essais à signal carré ont un carré comme symbole. Si on fait une distinction par puissance employée, on a un carré si la puissance est faible, un losange si elle est moyenne et un pentagone si elle est haute. Les tests à signal triangulaire sont des triangles sur les graphes, verticaux (pointe en haut, « \triangle ») si la puissance est faible ou si on ne fait pas de distinction de la puissance, et avec le sommet à l'horizontale (« \triangleleft ») pour les hautes puissances.

Il existe enfin une distinction pour indiquer le sous refroidissement -bleu clair- et la saturation -bleu foncé- pour les tests effectués en vase et pour les débits -teintes rouges- pour les essais en boucle.

Résultats expérimentaux

La figure 4.12 montre la surchauffe au déclenchement de l'ébullition (écart à la saturation) en fonction du flux sortant de la feuille métallique vers le fluide à ce même instant. Pour ce qui concerne le flux, on peut

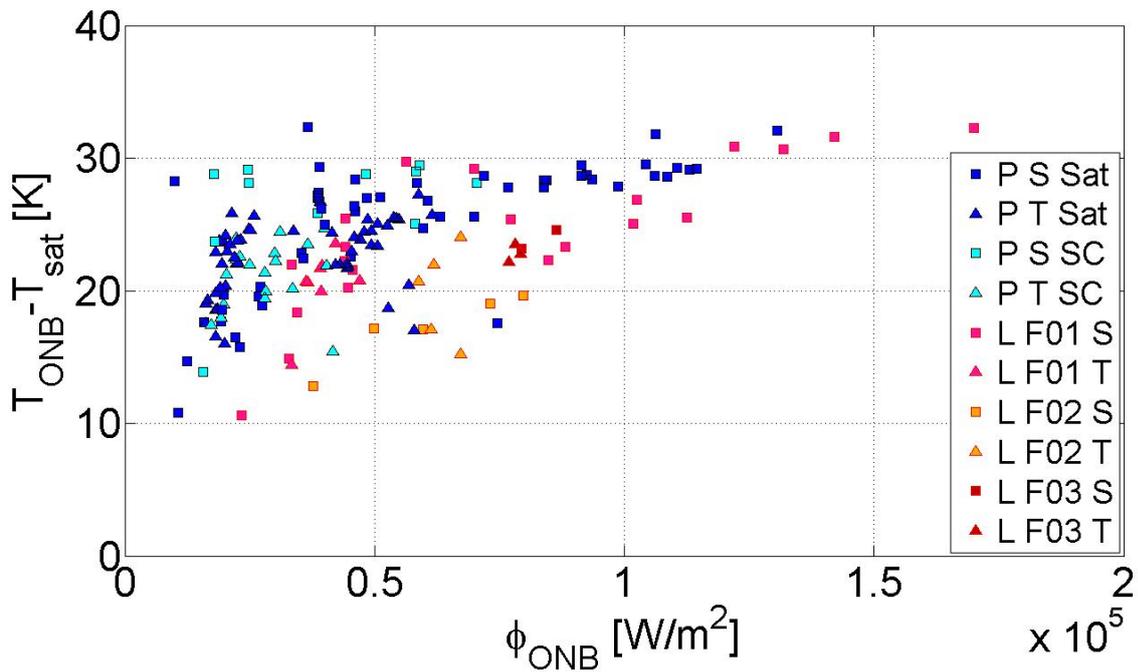
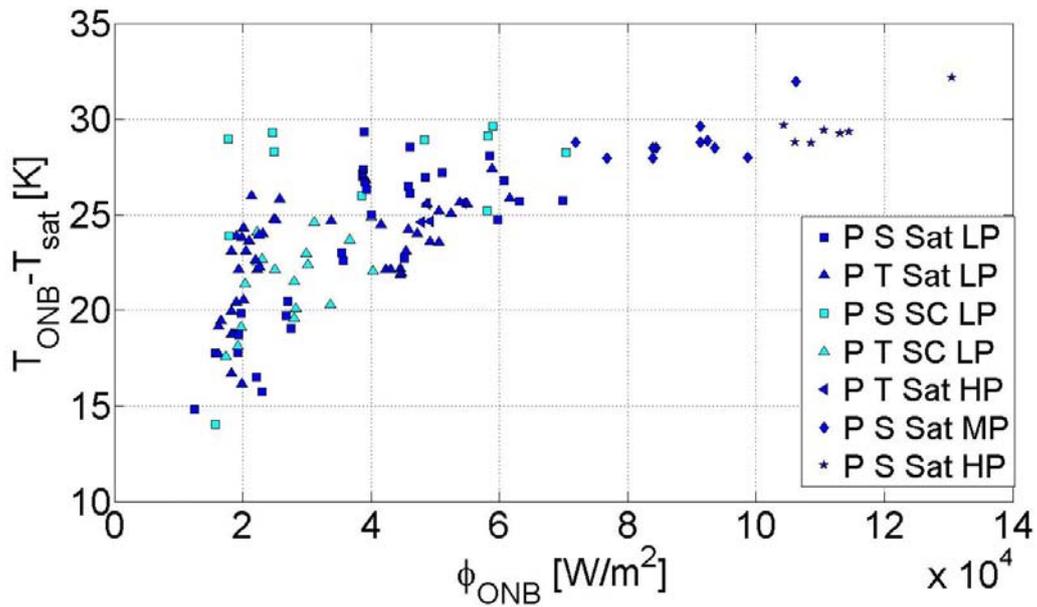


FIGURE 4.12 – Surchauffe au déclenchement en fonction du flux sortant. Les essais sont classés selon qu'il s'agit d'un test en boucle (L), à différents débits (FXX), ou en vase (P), en conditions de saturation (sat) ou de sous refroidissement (SC), et selon la forme du signal, carré ou triangulaire (S/T).

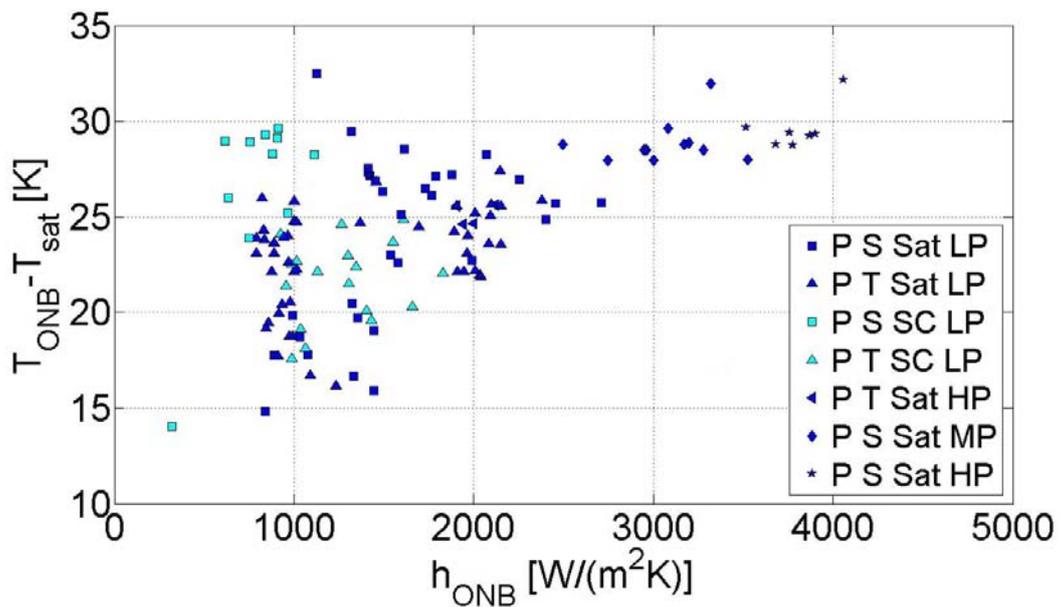
observer qu'il va de $10^4 W/m^2$, pour des tests en vase, jusqu'à presque $20 \cdot 10^4 W/m^2$ quand on travaille en boucle. Il y a donc une très grande dispersion qui vient certainement de la différence de puissance employée. Dans la littérature on peut trouver des corrélations pour le calcul du flux au déclenchement. Dans les essais, par contre, on n'arrive jamais au déclenchement de l'ébullition dans des conditions d'échange établi. Le système augmente sa température rapidement pour évacuer le flux qu'on impose à travers le contrôle de la génération de puissance. Le régime d'échange monophasique ne dure pas assez de temps pour être considéré stationnaire. Donc, ça n'a pas de sens de prédire un flux au déclenchement, parce que les corrélations ne sont valables que pour des conditions stationnaires. On a vu dans la section précédente que les échanges avec le HFE7000 encore liquide ne se font pas en régime établi et que les coefficients d'échange sont plus élevés que ceux qu'on pourrait prédire pour des régimes stationnaires. Pour cette raison, lorsqu'il faut utiliser le coefficient d'échange dans le liquide pour le calcul (éq. 1.31 de Hahne et éq. 1.32 de Steiner et coll.), la comparaison n'est pas pertinente. On peut quand même donner des ordres de grandeur des flux au déclenchement pour les différents types d'essai. Par exemple, pour le cas d'un essai à basse puissance de forme carrée à saturation, le flux est de $4.6 \cdot 10^4 W/m^2$, avec une température de paroi de $63.53^\circ C$, alors que pour un essai à puissance moyenne, on trouve $8.57 \cdot 10^4 W/m^2$, pour une température de paroi de $67^\circ C$. Si on considère les tests en boucle, par exemple avec un débit de $0.3 l/s$, qui donne un nombre de Reynolds de $6.4 \cdot 10^4$, le coefficient d'échange au déclenchement est de $2900 W/(m^2 K)$ et le flux de $8.85 \cdot 10^4 W/m^2$. Pour le test en boucle de débit $0.1 l/s$, à signal carré (« L F01 S ») pour lequel on a un flux de $17000 W/m^2$, la puissance électrique mesurée en sortie du générateur est de $619 W$. Pour le test en vase ayant un flux de $9960 W/m^2$, la puissance injectée est $90 W$. Ce qui est intéressant est que la surchauffe pour l'essai en boucle est de $32 K$, alors que pour le test en vase, elle est de $28 K$. La surchauffe dépend des conditions qui caractérisent l'essai spécifique, c'est-à-dire l'état de la feuille métallique et le nombre de sites activés pendant les essais précédents, mais elle semble se stabiliser sur une valeur asymptotique de $30 K$ environ, pour des flux élevés. De plus, on peut observer que les essais en vase atteignent l'asymptote à des flux plus bas que les essais en boucle. Si on revient aux calculs du rayon des cavités actives, avec une surchauffe de $30 K$ et un coefficient d'échange de $3000 W/(m^2 K)$, pour calculer la couche limite thermique, on trouve que la taille activée est comprise entre $12 \mu m$ et $0.0051 \mu m$. Probablement, il n'y a pas d'autres sites plus petits qui pourraient justifier une surchauffe plus élevée.

Les essais en vase.

On considère maintenant les seuls essais en vase de la figure 4.12 (fig. 4.13(a)). La figure 4.13(b) montre la surchauffe en fonction du coefficient d'échange évalué au déclenchement d'ébullition. Il est intéressant d'observer que la valeur de la surchauffe asymptotique reste visible. Les essais qui ont un coefficient d'échange en dessous de $2000 W/(m^2 K)$, ont une surchauffe en dessous de la limite. Si h est bas, selon le modèle de Hsu, la gamme des sites activables est plus large, c'est-à-dire que l'ébullition peut commencer aussi dans des cavités plus grandes, puisque la couche limite thermique est plus épaisse ($\delta_T \approx \lambda/h$). Donc une surchauffe faible peut être suffisante pour déclencher l'ébullition.



(a) Surchauffe en fonction du flux, essais en vase.



(b) Surchauffe en fonction du coefficient d'échange, essais en vase.

FIGURE 4.13 – Surchauffe au déclenchement en fonction du flux et du coefficient d'échange, tests en vase. Les essais sont classés selon qu'il s'agit d'un test à haute, moyenne ou basse puissance (*HP/MP/LP*), en conditions de saturation (*sat*) ou de sous refroidissement (*SC*), et selon la forme du signal, carré ou triangulaire (*S/T*).

Quand on passe cette limite de $2000W/(m^2K)$ pour le coefficient d'échange, la surchauffe au déclenchement se stabilise sur la surchauffe asymptotique : même les sites les plus petits sont actifs, vu que leur taille dépend de la surchauffe. De plus, si le coefficient d'échange est élevé, la couche limite thermique est fine et la gamme des rayons activables n'est pas très large. Il n'est pas possible, donc, de déclencher l'ébullition à plus basse surchauffe, sur des sites de plus grande taille. Pour chaque surchauffe en fait il y a un rayon minimum et un rayon maximum des cavités actives et soit leurs dimensions, soit leur différence ($r_{c,max}, r_{c,min}$) se réduisent quand la couche thermique est petite. C'est le cas des essais à moyenne et haute puissance ayant un signal de forme carrée. Pour les essais avec un signal de puissance triangulaire, l'asymptote n'est pas atteinte. Ce fait peut être dû à la montée en puissance électrique, et donc en température de paroi, plus progressive, qui fait qu'on passe par des phases où le coefficient d'échange est plus bas et donc une surchauffe moins élevée suffit pour déclencher l'ébullition. Quand le signal est carré, la montée est beaucoup plus brutale et la puissance générée par effet Joule dans le métal, qui doit être évacuée vers le HFE7000, est de suite très intense. La température de paroi croît rapidement et la surchauffe est importante lorsque le déclenchement se produit. Il y a un autre aspect intéressant, c'est l'échelle temporelle du phénomène. Comme on le voit sur la figure 4.14, les essais à haute et moyenne puissances arrivent au déclenchement de l'ébullition après seulement $0.1 - 0.2s$. Quand la puissance en jeu est plus faible, il faut plus de temps pour arriver à des conditions de nucléation. Ce fait amène à penser que la limite du déclenchement est une limite d'énergie et pas une limite de flux. L'énergie reçue par le fluide peut être calculée comme l'intégrale du flux sortant de la feuille métallique. La

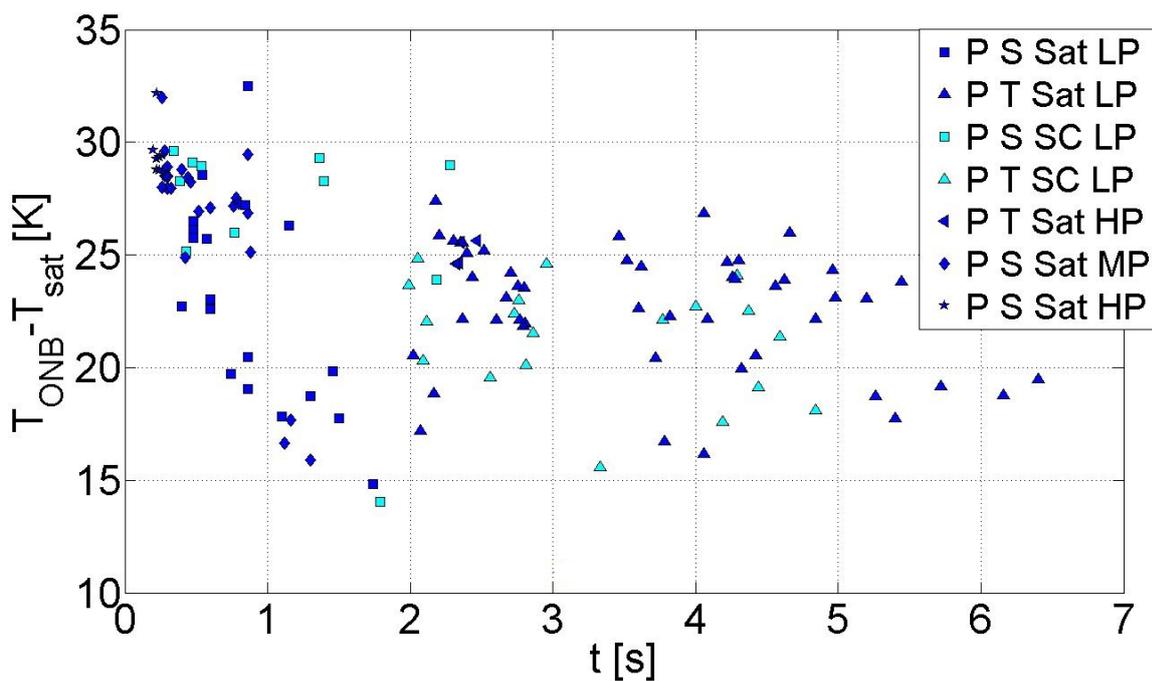


FIGURE 4.14 – Surchauffe au déclenchement pour les essais en vase, en fonction du temps pour arriver au déclenchement.

figure 4.15 montre les résultats pour les essais en vase. On voit que l'énergie au déclenchement se situe au-

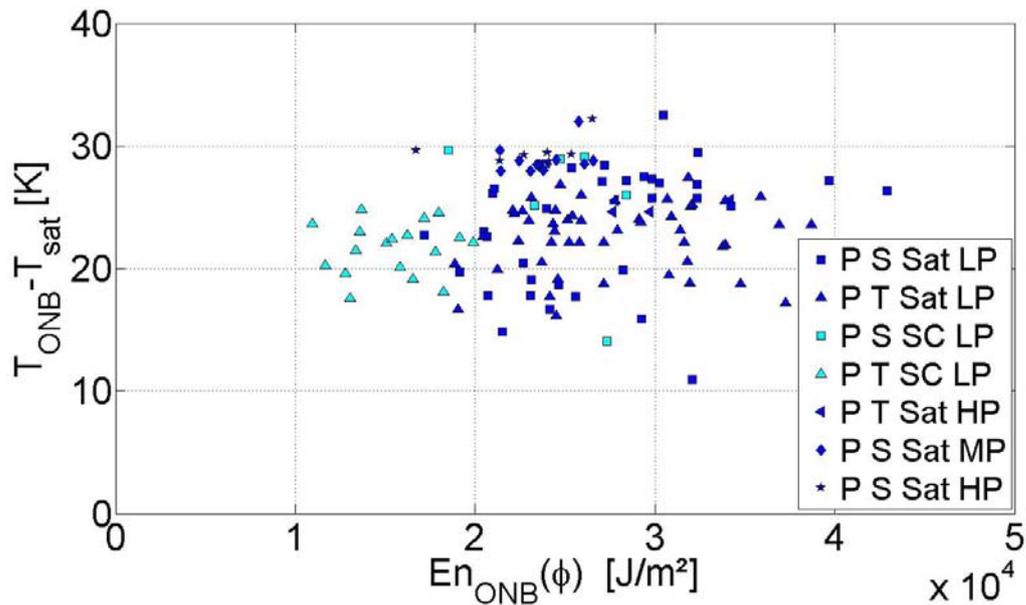


FIGURE 4.15 – Surchauffe au déclenchement en fonction de l'énergie, tests en vase. Les essais sont classés selon qu'il s'agit d'un test à haute, moyenne ou basse puissance (*HP/MP/LP*), en conditions de saturation (*sat*) ou de sous refroidissement (*SC*), et selon la forme du signal, carré ou triangulaire (*S/T*).

tour d'une valeur médiane de $2.5 \cdot 10^4 J/m^2 \pm 40\%$. Les essais qui présentent au déclenchement la surchauffe asymptotique ont une valeur d'énergie de $2.5 \cdot 10^4 J/m^2$. La dispersion sur la valeur de l'énergie pour ces tests est très réduite. On considère les essais à haute ou moyenne puissance à saturation (« \diamond » et « \star »), ainsi que ceux en conditions de sous refroidissement et de forme carrée (carrés bleu clair (« \square »)) sur les figures 4.13, 4.14, 4.15), pour lesquels la surchauffe est de $30K$, même si pour ce dernier groupe la dispersion de la valeur de l'énergie est plus grande. Le temps nécessaire pour déclencher l'ébullition dépend de la puissance : si elle est faible, il faut plus de temps, comme on peut le voir sur la figure 4.14.

Quand le déclenchement se produit pour des surchauffes en dessous de la limite asymptotique, on observe que l'énergie au déclenchement peut être soit plus élevée soit plus faible que la valeur médiane de $2.5 \cdot 10^4 J/m^2$. Néanmoins, l'énergie ne descend jamais en dessous de $10^4 J/m^2$. Les flux sont assez bas, disons en dessous de $6 \cdot 10^4 W/m^2$, et les temps dépendent du type de signal appliqué. Dans ce cas, la montée en température de la paroi est plus lente, donc il y a plus de temps pour que la couche limite thermique se développe. Quand la surchauffe au déclenchement est atteinte, les sites activés sont plus grands que pour des couches limites thermiques très fines. L'énergie passée au fluide est au dessus d'une valeur minimale, mais sa valeur dépend du temps qui s'est écoulé avant le déclenchement.

Effet du sous refroidissement Il serait intéressant d'évaluer l'influence du sous refroidissement. Malheureusement, on n'a pas effectué des essais où on faisait varier le seul sous refroidissement, tous les autres paramètres restant les mêmes. Pour cette raison on ne peut pas dire que le sous refroidissement joue sur le déclenchement de l'ébullition.

Effet de la vitesse On va maintenant se focaliser sur l'influence de la vitesse de montée en température. D'abord, il faut souligner qu'il existe une proportionnalité entre la puissance générée par effet Joule au sein du clinquant et la vitesse de montée en température de la paroi. La figure 4.16 montre la relation, pour les essais en vase et en boucle.

Berthoud [9] montre que la température au déclenchement de l'ébullition est inférieure si le taux de montée en

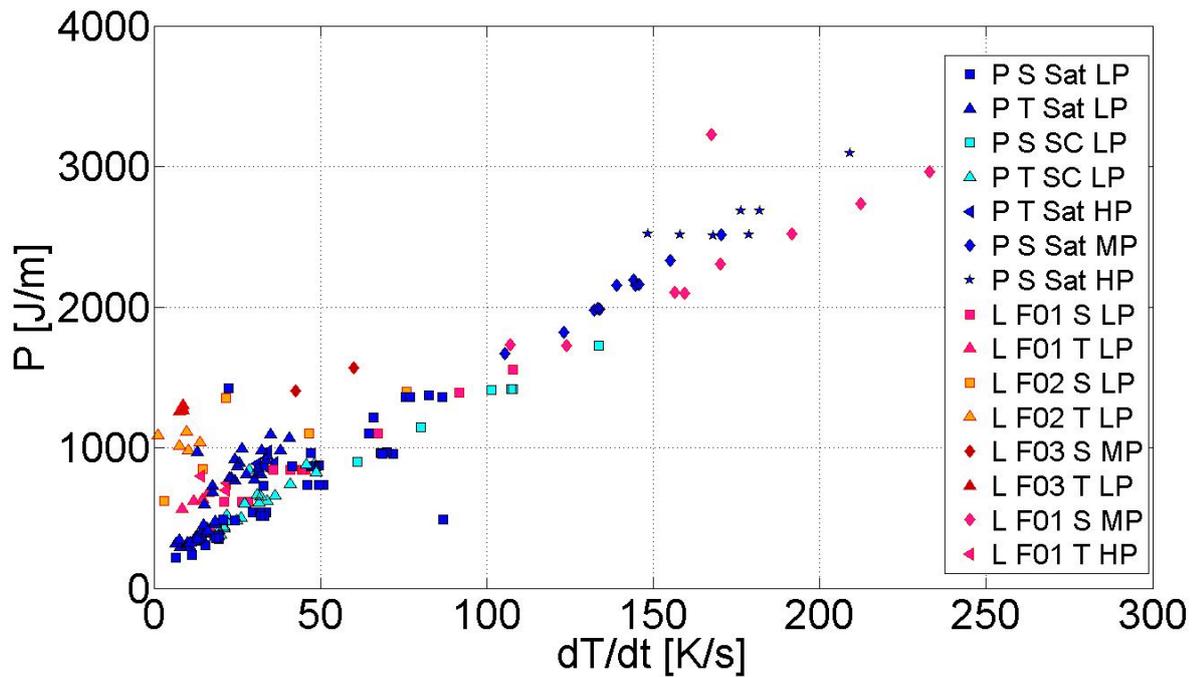


FIGURE 4.16 – Relation entre la puissance électrique et la montée en température. Il y a toujours une proportionnalité, mais pour les essais en boucle à débit supérieur à $0.1l/s$ la puissance est plus élevée à parité de dT/dt .

température est plus faible. Pour les essais en vase, il semble que la température atteigne sa valeur asymptotique pour des montées en température dT/dt plus élevés que $50K/s$ (figure 4.17). La valeur de dT/dt est évaluée juste avant le déclenchement. Les essais en vase avec une puissance carrée, présentent une valeur de dT/dt constante pendant la phase d'échange monophasique, alors que les essais à signal triangulaire ont un dT/dt qui varie au cours de cette phase.

Pour les taux de montée plus bas que $50K/s$, effectivement il semble y avoir une certaine proportionnalité entre la valeur de dT/dt et la température T_{ONB} . Cela est présenté sur la figure 4.18, où les données, malgré leur dispersion, sont représentées par une corrélation linéaire : la surchauffe au déclenchement croît avec le taux de vitesse de montée en température dT/dt .

La figure 4.19 montre l'évolution du flux avec la température de paroi, pour le temps jusqu'au déclenchement, pour différents tests effectués sur la même feuille métallique, à dT/dt croissant. La légende montre les valeurs des dT/dt des différentes courbes. La dernière température de la courbe est la température au déclenchement T_{ONB} . On voit que les courbes sont superposées à des taux de montée supérieurs à $50K/s$ et que la courbe

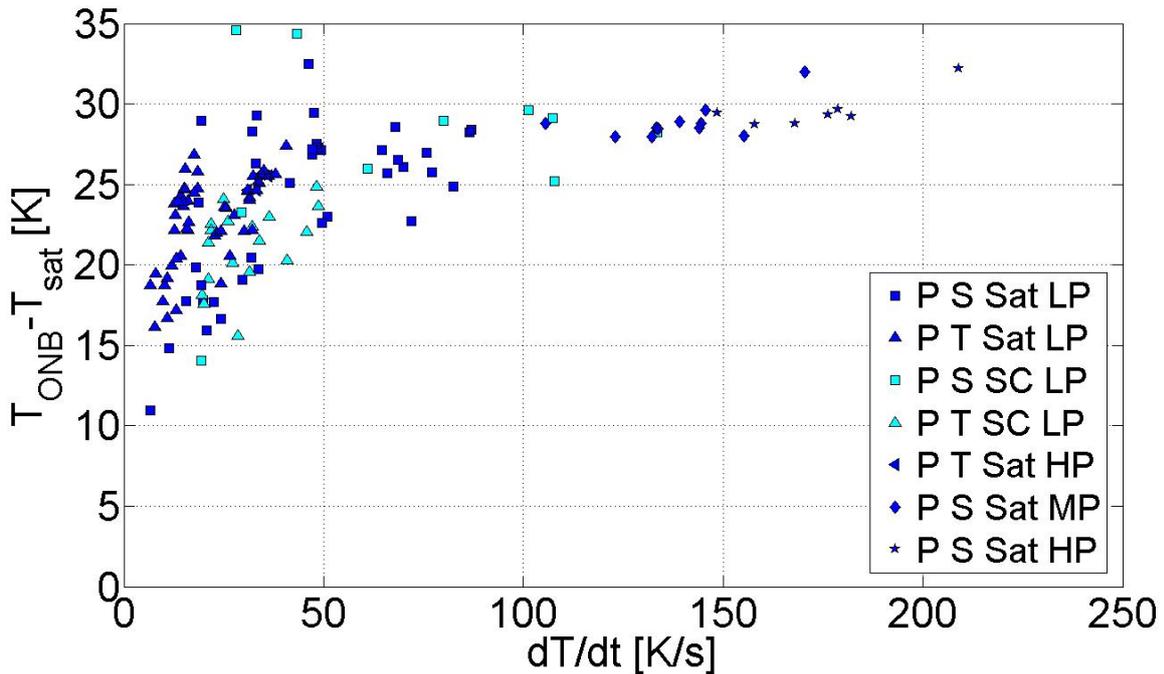


FIGURE 4.17 – Surchauffe au déclenchement en fonction du taux de montée en température dT/dt . Les essais sont classés selon qu'il s'agit d'un test en conditions de saturation (*sat*) ou de sous refroidissement (*SC*), selon la forme du signal, carré ou triangulaire (*S/T*) et son intensité (*LP/MP/HP*).

flux/température augmente avec le taux de montée en température tant que dT/dt n'a pas atteint la valeur de $50K/s$. Ce résultat est en bon accord avec les considérations de Berthoud. De plus, la température de déclenchement croît jusqu'à la valeur de $50K/s$.

Le fait de trouver un seuil de vitesse de montée en température est cohérent avec les considérations précédentes, le taux de montée en température étant corrélé à la puissance électrique. De plus, on pourrait penser que si la dynamique est trop rapide, le système n'arrive pas à établir des conditions de déclenchement à des surchauffes plus basses. Si on considère par exemple le modèle de Hsu, cela signifie que la couche limite thermique n'arrive pas à se construire. La couche limite peut être d'une taille suffisante seulement si la surchauffe et le flux sont hauts (conditions de l'asymptote).

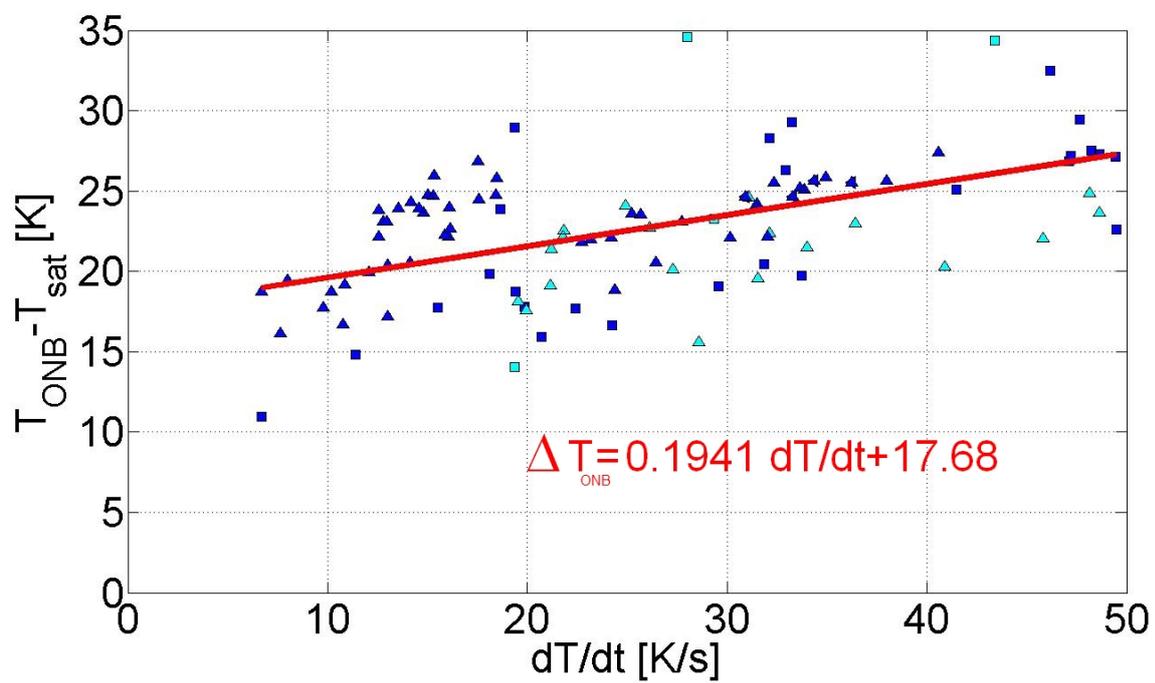


FIGURE 4.18 – Taux de montée en température et surchauffe au déclenchement, $dT/dt < 50K/s$.

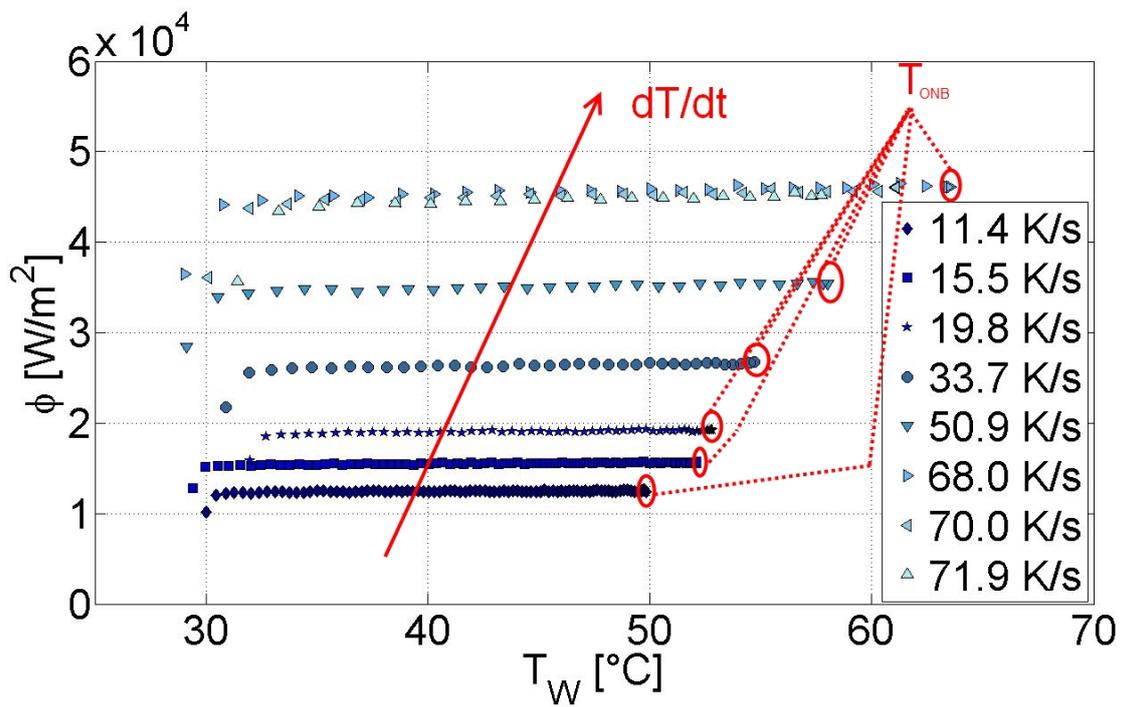


FIGURE 4.19 – Flux et température de la paroi jusqu’au déclenchement d’ébullition, pour des tests avec signal de puissance carré et faible.

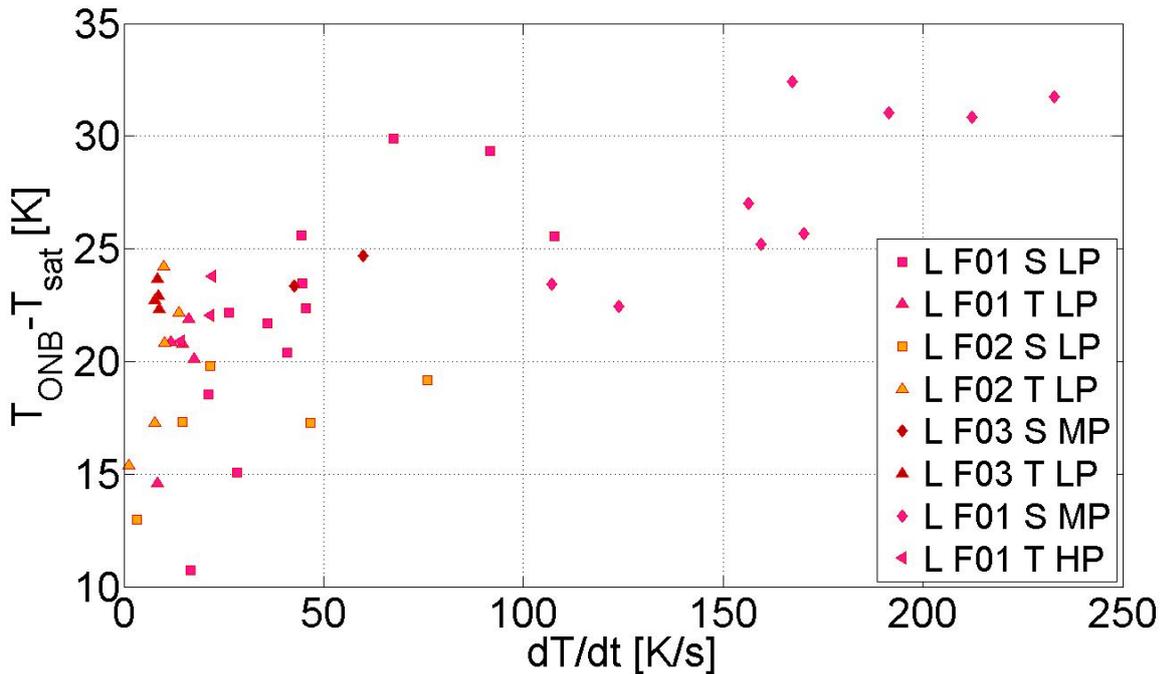


FIGURE 4.20 – Taux de montée en température et surchauffe au déclenchement, expériences en boucle.

Les essais en boucle.

On se concentre maintenant sur les tests effectués en boucle. Comme on peut voir sur la figure 4.12, l'asymptote semble être atteinte à des flux plus élevés même si on n'a pas assez de points à hauts flux pour bien définir le comportement. Si on regarde l'allure de la température au déclenchement en fonction de dT/dt (fig. 4.20), on ne trouve pas la nette distinction entre les essais à $dT/dt < 50K/s$ et les autres. Par contre, il semble y avoir un changement de pente à $50K/s$, c'est-à-dire la dépendance de la surchauffe associée au début de l'ébullition du taux de montée en température semble devenir moins marquée. L'asymptote n'est atteinte que par les quatre derniers points.

Pour le temps au déclenchement (fig. 4.21), on peut voir que les tests à signal carré sont bien distincts des tests à signal triangulaire. De plus, pour ces derniers, il semble que l'augmentation de la vitesse de l'écoulement retarde le déclenchement. Cet effet est normal si on pense que l'évacuation de la chaleur générée dans la feuille est meilleure quand il y a de la convection forcée. La sensibilité à l'écoulement est plus grande pour les tests où la puissance augmente progressivement parce qu'évidemment il faut du temps pour que les mécanismes convectifs deviennent efficaces. La surchauffe au déclenchement pour ce type de tests est stable et autour de $20K$. Les essais qui ont une surchauffe de l'ordre de $30K$ sont des essais où la nucléation commence tout de suite. Ils sont similaires aux essais en vase parce que la convection forcée ne rentre pas spécialement en jeu dans ce cas, vu le temps court.

Le coefficient d'échange au déclenchement varie beaucoup d'un essai à l'autre (fig. 4.22). Les effets dus à l'écoulement sont couplés avec le signal (intensité et forme) employé. Des fortes puissances électriques de forme carrée, donnent des valeurs de h élevées et aussi des surchauffes asymptotiques. On peut observer que

les coefficients d'échange dans ce cas sont beaucoup plus hauts qu'en vase. Pour les signaux triangulaires, même si l'intensité du signal est élevée, c'est le débit qui est à plus d'influence que l'intensité du signal. Si on considère les essais à $0.1l/s$ de forme triangulaire à puissance élevée (« L F01 T HP »), sur la figure 4.22, ils se trouvent à gauche (faibles h , faibles ΔT). Pour les débits plus élevés, les points se décalent vers des coefficients plus élevés, même si les puissances utilisées sont moins intenses (essais « LP »). C'est donc le débit qui a une influence sur les échanges. Cela n'est pas vrai pour les créneaux. Les essais de forme carrée effectués avec le même débit de $0.1l/s$, à puissance d'intensité élevée (« L F01 S MP »), sont à droite sur la figure (hauts h , hauts ΔT). Les coefficients d'échanges élevés dépendent du fait que le signal électrique est intense. Ce fait peut être expliqué si on considère que la montée en puissance est progressive lorsque le signal est triangulaire et que donc les mécanismes d'échange convectif mettent plus de temps pour être influents.

Il faut noter que, pour un débit de $0.2l/s$, les essais à puissance faible n'ont pas montré de l'ébullition mais plutôt des régimes de bulles glissant au niveau de la zone de mesure, ces bulles ayant nucléé en amont de cette partie. Il a fallu une puissance moyenne (selon la classification des essais de la partie 3.4.2) pour avoir un vrai déclenchement. Cela est clairement dû à la présence de l'écoulement.

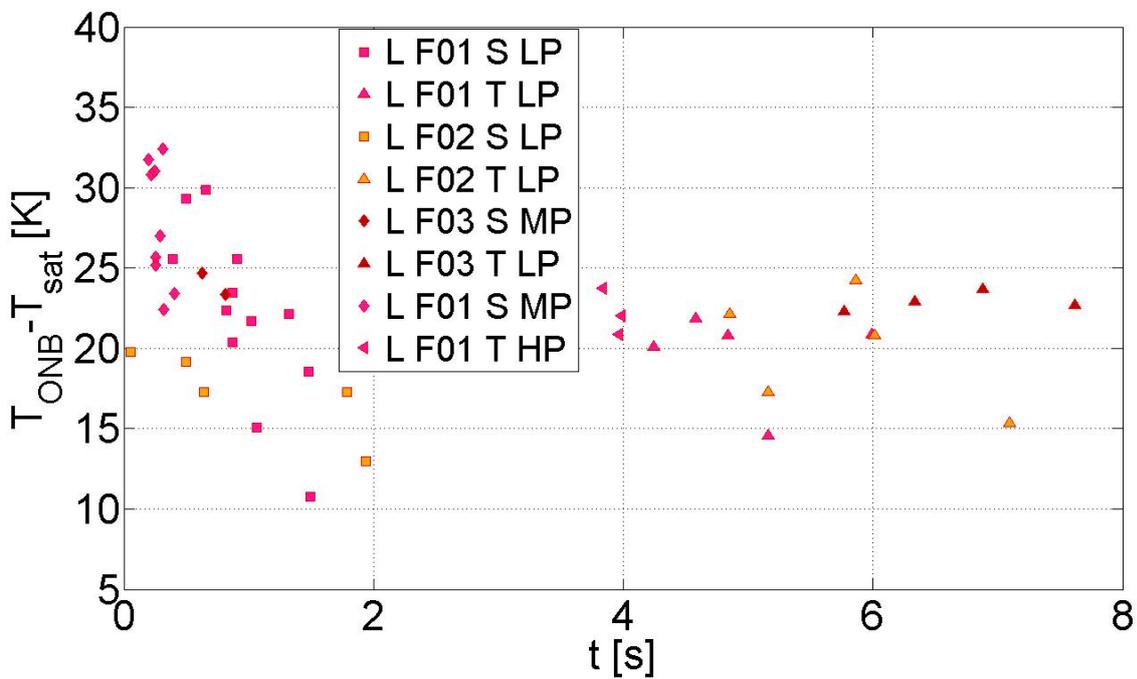


FIGURE 4.21 – Surchauffe au déclenchement et temps pour atteindre le déclenchement d'ébullition, expériences en boucle.

Pour ce qui concerne l'énergie transmise au fluide, une comparaison entre tests en vase et en boucle est présentée sur la figure 4.23. On voit bien qu'il y a une limite inférieure d'énergie de $2.5 \cdot 10^4 J/m^2$ environ, en dessous de laquelle il n'y a pas de déclenchement d'ébullition. Les tests en boucle peuvent avoir des énergies au déclenchement bien plus élevées, si le signal est triangulaire et si le débit est plus élevé que $0.1l/s$.

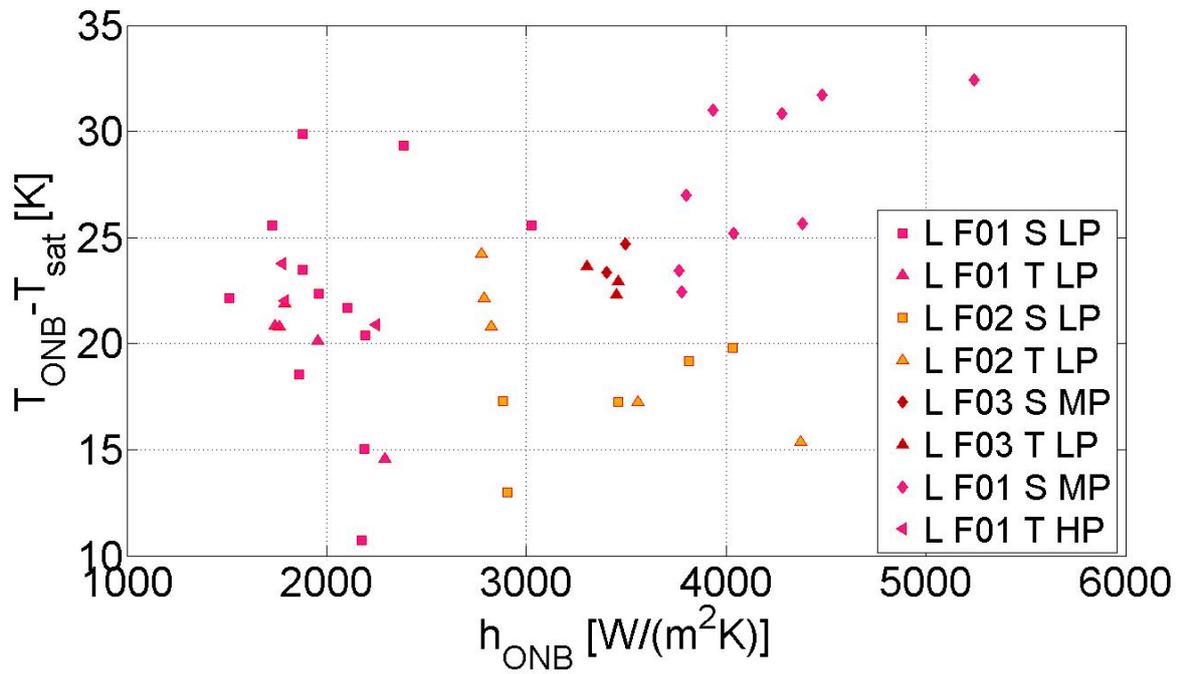


FIGURE 4.22 – Surchauffe au déclenchement et coefficient d'échange, expériences en boucle.

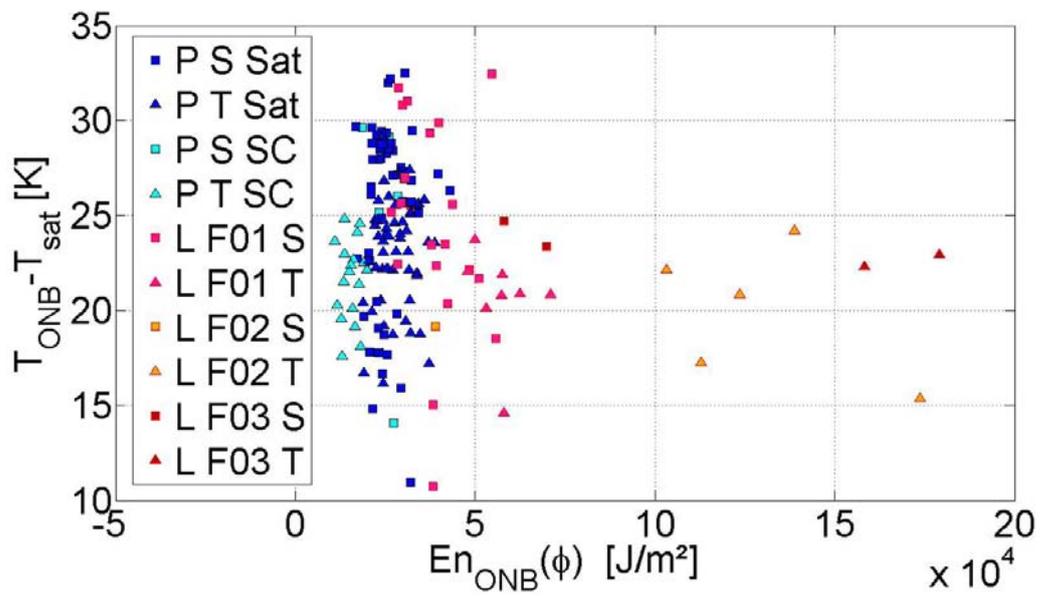


FIGURE 4.23 – Surchauffe et énergie au déclenchement, calculée à partir du flux sortant vers le liquide.

Les essais rapides.

Des tests rapides ont été effectués, avec des durées entre $0.1s$ et $0.5s$ et des montées entre $300K/s$ et $1800K/s$. La montée en température de la paroi est presque constante tout au long de l'essai, même si un léger changement de pente est observé quand le déclenchement d'ébullition est visible. Ces essais présentent une température de déclenchement d'ébullition bien visible sur la courbe de la température de paroi au cours du temps (c'est la discontinuité sur les figures 4.24), seulement si leur durée est supérieure à $0.1s$. Cela apparaît sur les figures 4.24, où la température de paroi est tracée au cours du temps pour des essais réalisés avec la même puissance générée par l'alimentation électrique et de temps de chauffage différents. On voit que la température T_{ONB} est moins marquée si le test est court, mais cela ne signifie pas que l'ébullition ne soit pas déclenchée on arrive à l'ébullition dans tous les cas. On va donc se demander quels sont les mécanismes en jeu lors de transitoires si rapides.

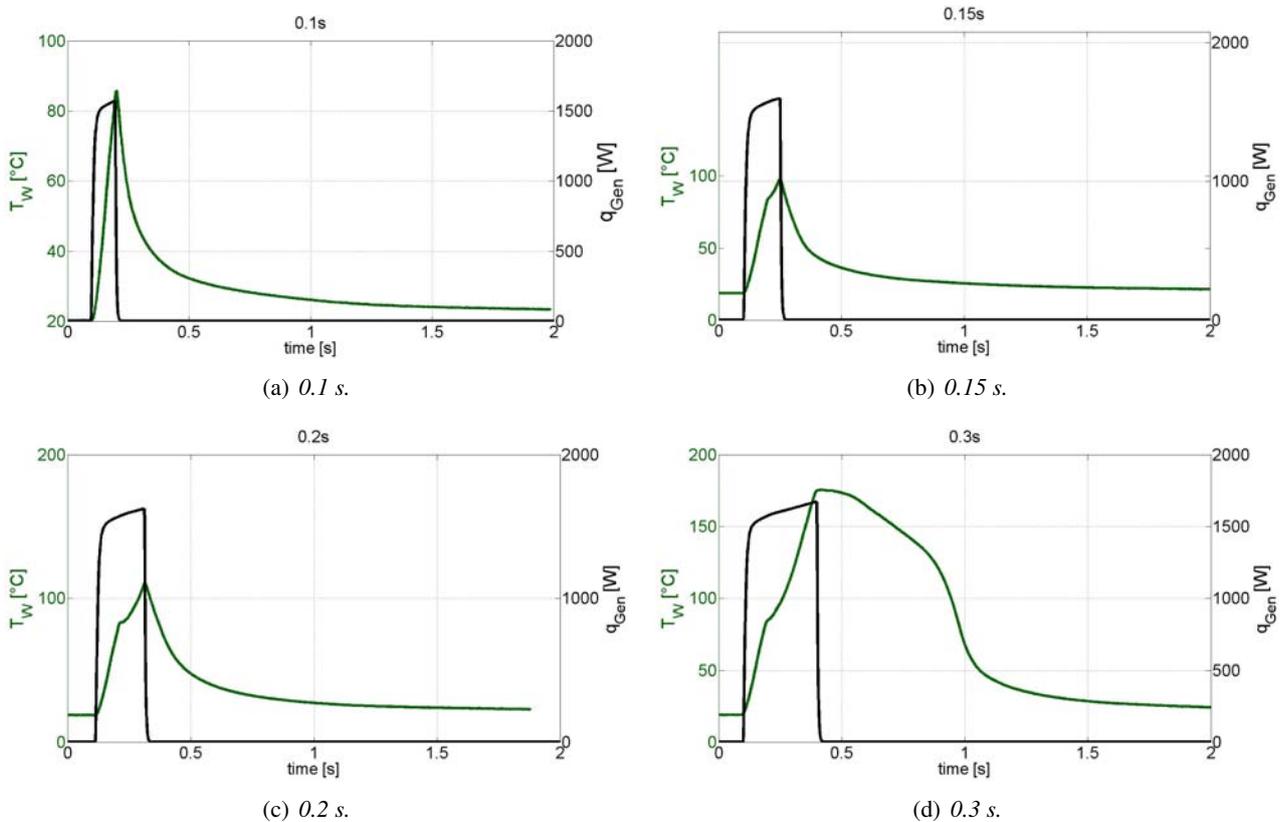


FIGURE 4.24 – Tests rapides, différentes durées avec la même puissance délivrée par l'alimentation électrique.

Tests de durée supérieure à $0.1s$ On considère pour l'instant les seuls tests qui présentent une température de déclenchement facilement détectable. Pour ces tests, les images de la thermographie infrarouge et les vidéos de la caméra rapide montrent que la nucléation se produit à partir des sites de nucléation de la paroi. Cette phase d'ébullition nucléée dure vraiment peu de temps car les bulles coalescent et forment un film de vapeur.



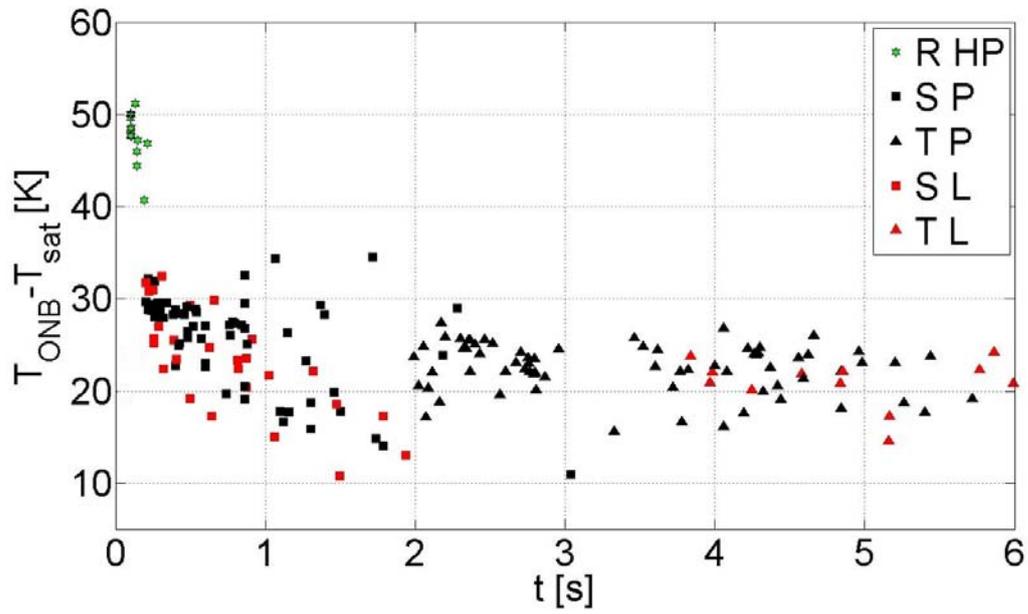
(a) *Bulles à la paroi.*



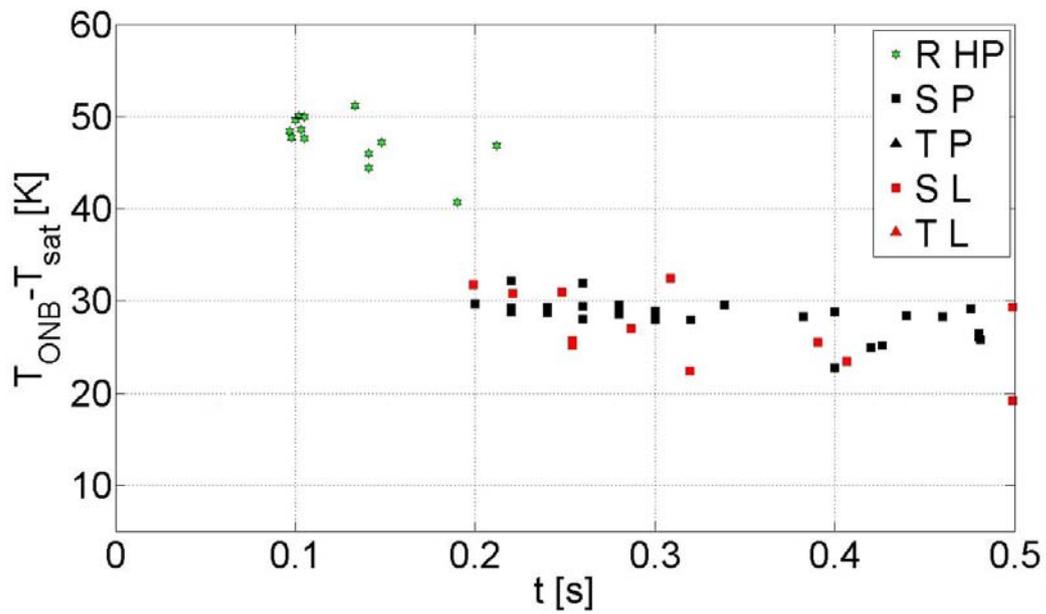
(b) *Coalescence des bulles.*

FIGURE 4.25 – Tests rapides, durées en dessus de 0.1s, images de la caméra rapide.

La figure 4.25 montre les premières bulles et leur coalescence quelques instants après.



(a) Temps au déclenchement pour tous les essais.



(b) Temps au déclenchement des tests rapides.

FIGURE 4.26 – Temps au déclenchement d'ébullition.

On peut donc comparer le temps au déclenchement (fig. 4.26), le flux passé au fluide (fig. 4.27) et son intégrale, c'est-à-dire l'énergie passée au fluide (fig. 4.28), quand on arrive au déclenchement (point d'inflexion de la température de paroi), par rapport aux autres essais plus longs.

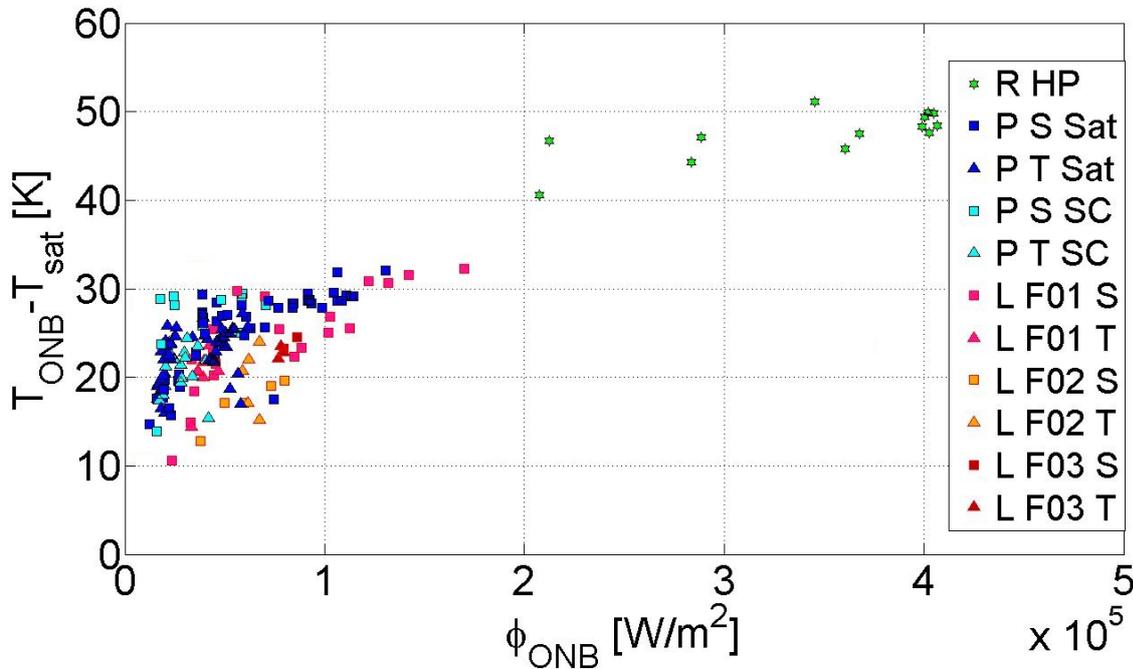


FIGURE 4.27 – Flux et température de déclenchement.

Il y a des observations intéressantes qu'on peut faire et qui permettent de tirer des conclusions sur les mécanismes de déclenchement.

Si on regarde la figure 4.26, on voit que même les essais rapides ne présentent pas de l'ébullition avant un certain temps minimum. Le flux passé au fluide au déclenchement est bien plus élevé que pour les tests plus longs (fig. 4.27) alors que le seuil d'énergie reste du même ordre de grandeur. Pour déclencher l'ébullition il faut constituer une couche thermique au sein du liquide. On fait l'hypothèse que $e_T(t) \approx \sqrt{\alpha_L \cdot t}$. On voit que le seuil temporel minimum des essais est de $0.1s$ (fig. 4.26), donc $e_T(t) \approx 66.9\mu m$. Cette valeur est la même pour tous les tests ayant un déclenchement à $t = 0.1s$. Le rayon d'une bulle, qu'on considère égal à la taille d'une cavité, $r_b \approx r_c$, est inversement proportionnel au temps alors que la température de paroi croît linéairement avec le temps. De plus, le rayon de la bulle dépend de la différence de température à son sommet : il est donc associé à une certaine valeur de température $T_{sat} + \Delta T$ (voir les considérations de Berthoud, dans la partie 1.3.6). Cela signifie que, quand on augmente le flux, on a une augmentation de la température de paroi et aussi un rayon r_b plus petit, ce qui donne, probablement, une condition d'équilibre (fig. 4.29). Si le flux est très important, au moment de la constitution de la couche limite thermique, la paroi sera à une température très élevée et la taille des cavités activées très réduite. Si le flux est plus bas, la surchauffe sera plus faible au moment du développement de la couche limite thermique minimum, et donc les bulles se formeront dans des cavités plus grandes. Enfin, si pendant le temps minimum la température de la paroi n'a pas atteint une

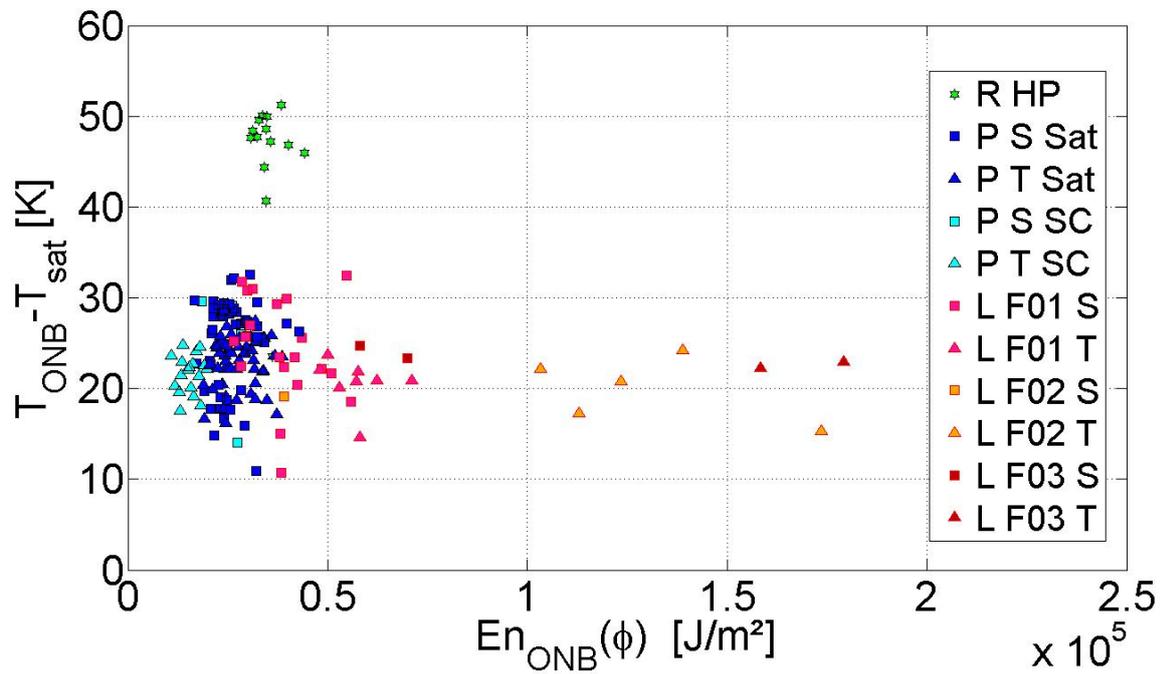


FIGURE 4.28 – Énergie passée au fluide, au déclenchement.

valeur suffisante à déclencher l'ébullition, le déclenchement se produit plus tard. La couche limite thermique continue à se développer et les bulles se forment sur des sites plus grands, quand la paroi devient suffisamment chaude. Si le temps est plus court que le seuil détecté, alors probablement il n'est pas possible de construire la couche limite thermique. Associé à cette limite temporelle, il existe aussi une énergie à passer au fluide, pour construire la couche.

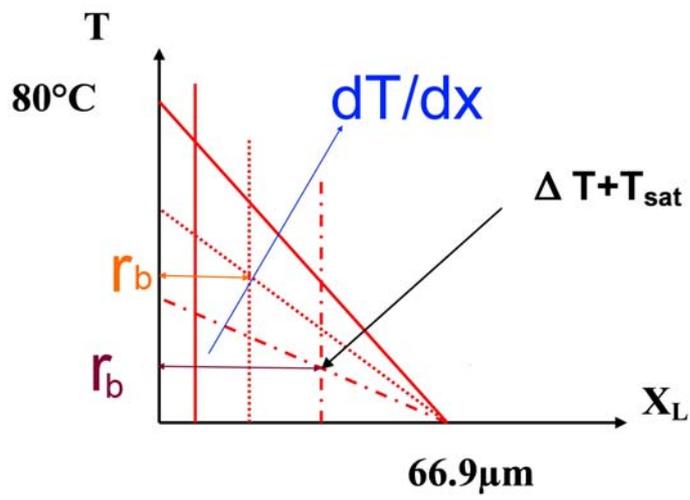


FIGURE 4.29 – Allure des profils de température pour différentes vitesses de chauffe.

Tests de 0.1s de durée On va maintenant analyser les tests où le point de déclenchement d'ébullition n'est pas du tout visible sur la courbe d'évolution de température de paroi au cours du temps. Cela est vrai lorsque la durée du test descend en dessous de 0.15s, temps qui correspond à un seuil temporel minimum pour observer le déclenchement (fig. 4.28).

On va tout d'abord souligner que pour les essais rapides la température de paroi peut atteindre les 187°C, température à laquelle la caméra infrarouge arrive à saturation (fig. 4.34). Quand la durée du test est en dessous de 0.1s, on arrive à ce niveau thermique sans variation de pente. Les images infrarouge ne permettent pas de détecter un point où l'ébullition se déclenche. Cela nous fait penser que des phénomènes de nucléation homogène peuvent se produire, la limite étant de 128°C. De plus, il est intéressant d'observer qu'avec une température de 98.45°C et à pression atmosphérique, on se trouve exactement sur la limite spinodale (fig. 4.30).

Pour mieux comprendre ce qu'il se passe, on va regarder en détail l'essai effectué à plus haute puissance et on

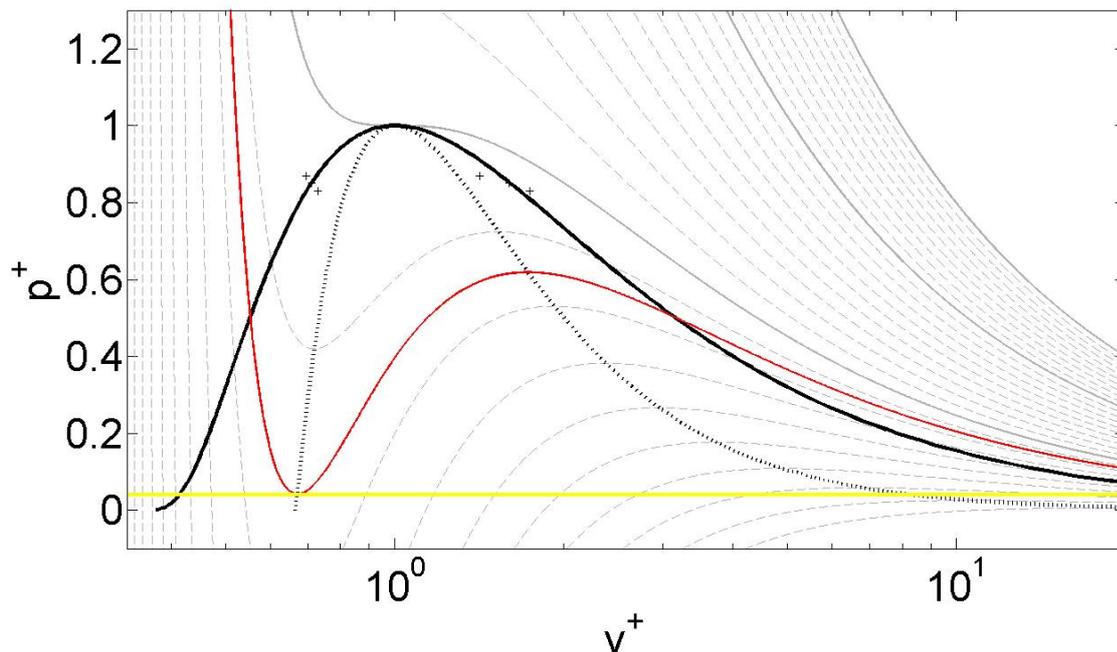


FIGURE 4.30 – Courbes de Van der Waals, $p^+ = 0.04$ est mis en évidence par la courbe en jaune et l'isotherme $T^+ = 0.849$ est colorée en rouge.

va investiguer les images de la caméra rapide.

La figure 4.31 présente l'évolution du flux et de la température de paroi au cours de ce test.

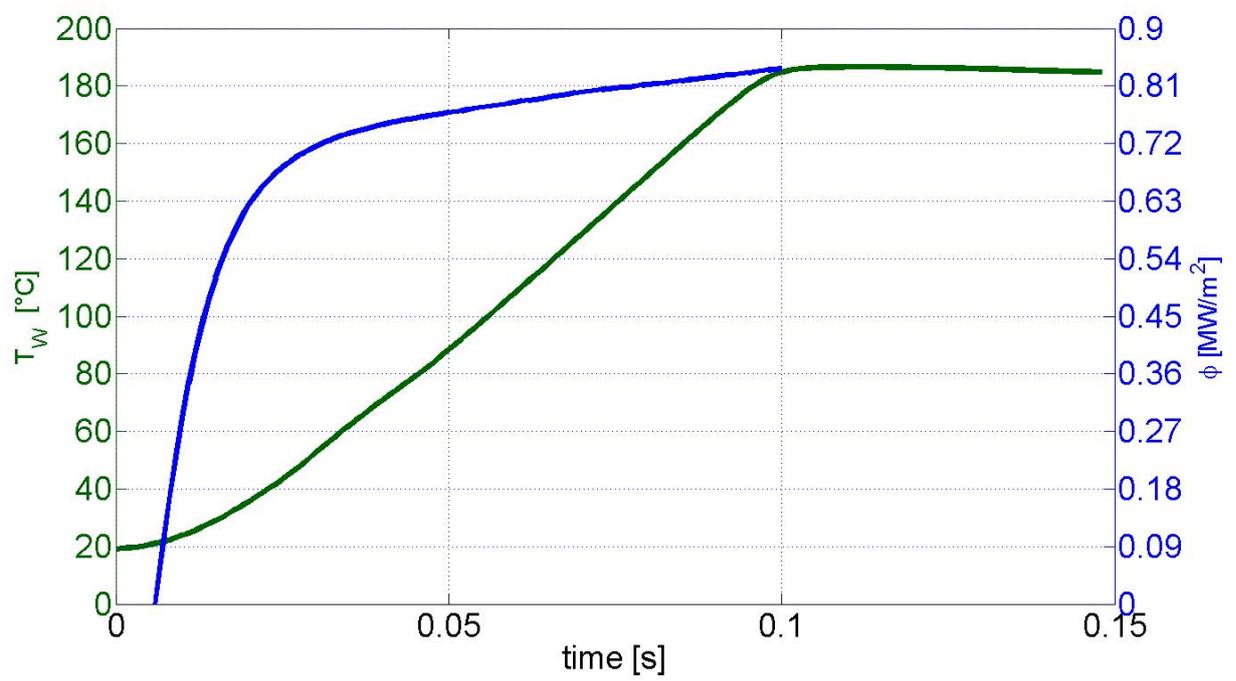


FIGURE 4.31 – Température et flux au cours du temps.

Ce qu'on observe est qu'un nucleus de vapeur se développe à la paroi quand elle atteint une température de $77^{\circ}C$, du même ordre que pour les tests où le déclenchement est évident, mais après seulement $0.45s$. Dans ce cas, la limite spinodale est bien loin et il s'agit clairement de la nucléation à la paroi. La figure 4.32 montre cet embryon de vapeur. $0.03s$ plus tard, on voit déjà une couche de vapeur d'une cinquantaine de microns, étalée



FIGURE 4.32 – Petite bulle en train de se former.

sur la paroi. On est à $82^{\circ}C$, donc on est en train de passer la limite pour avoir le film de vapeur. Le fait que les images infrarouges ne montrent pas de refroidissement vient certainement du fait que cette phase de transition dure un temps plus court que la résolution de la caméra. Suite à la formation de cette première couche, le film de vapeur se développe de façon explosive sur la paroi. La figure 4.33 montre la séquence des images de la caméra rapide. Ce phénomène chaotique est visible pour le temps $0.056s$. La température de paroi est de $100^{\circ}C$ à ce moment et il est donc possible qu'à la nucléation à partir des cavités, des phénomènes de nucléation au sein du liquide soient associés. Ce fait est cohérent avec ce qu'on a vu dans l'étude bibliographique. Si on calcule l'énergie passée au fluide lors du déclenchement (première bulle), elle est de $1.65 \cdot 10^5 J/m^2$. Cette valeur est bien plus élevée que ce qu'on avait pour les tests « longs » et pour les tests rapides de durée plus grande que $0.1s$ (figure 4.23). Cela est cohérent avec le fait que le mécanisme ne soit pas de la simple nucléation à la paroi, mais plutôt un couplage de deux phénomènes. La couche du liquide près de la paroi se trouve très chargée en énergie et elle va l'évacuer avec le changement de phase.

Jusqu'à présent on n'a traité qu'un seul exemple de test rapide, celui ayant la puissance la plus élevée, mais les considérations faites restent valables pour tous les tests qui ont une durée de $0.1s$. En analysant les images de la caméra rapide, on trouve que le déclenchement d'ébullition se produit autour de $84/85^{\circ}C$. La température atteint $100^{\circ}C$ quelques millisecondes après. Ces valeurs correspondent aux limites pour que la nucléation ne soit pas déclenchée qu'à la paroi, mais aussi au sein de la couche de liquide surchauffé en proche paroi.

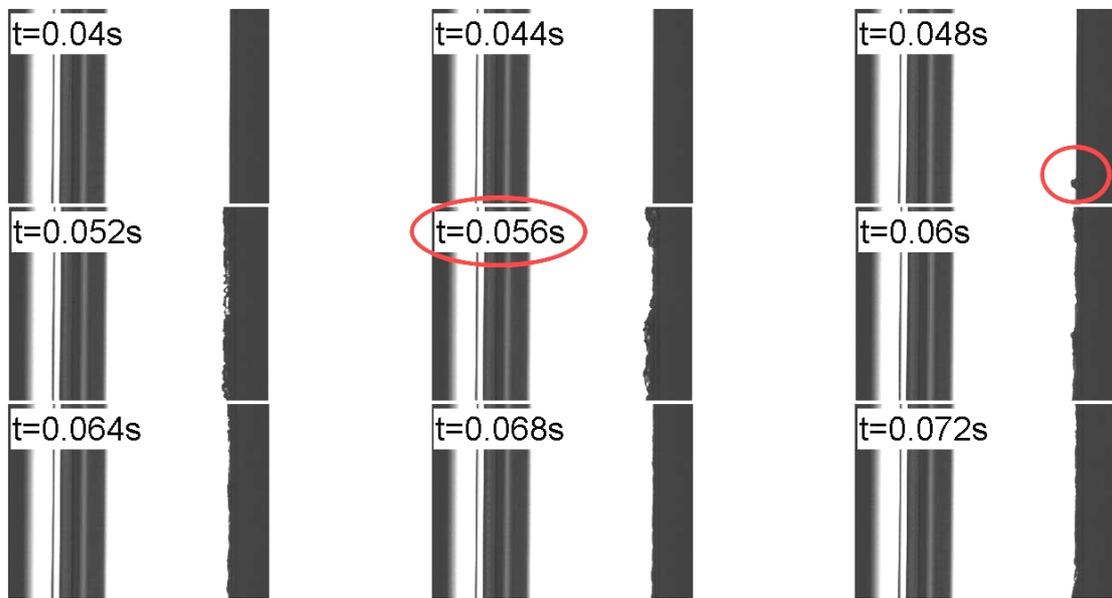
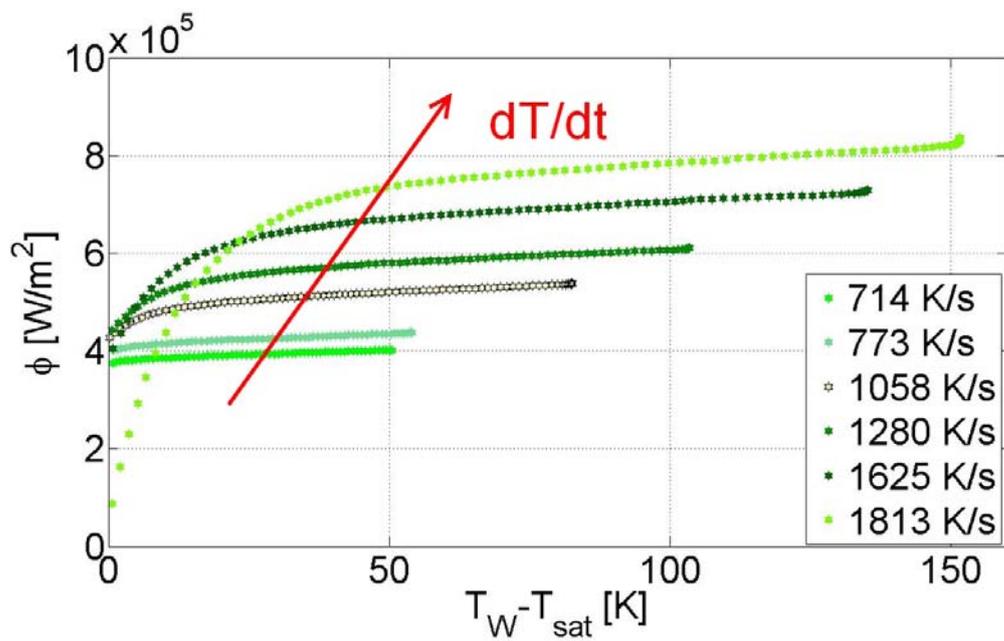
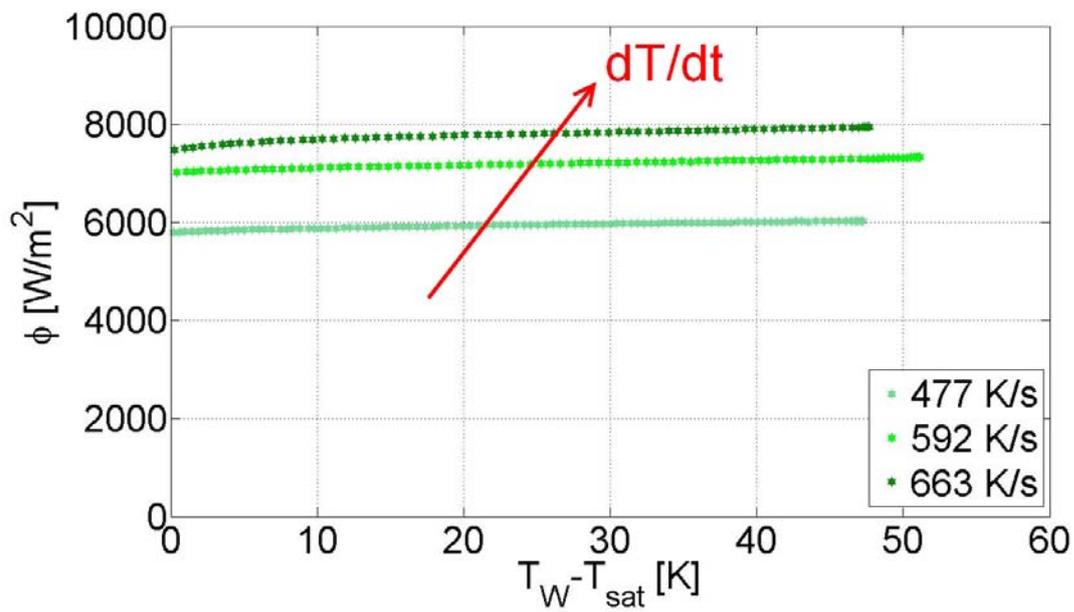


FIGURE 4.33 – Séquence d'images de la caméra rapide.

Effet de la vitesse de montée en température Pour ce qui concerne l'effet de la montée en température de paroi, on peut regarder la figure 4.34. Une augmentation très significative des flux est observée quand la paroi chauffe plus rapidement. Cela demeure vrai soit pour les tests en dessous de 0.1s de durée soit pour les autres tests rapides. La figure 4.34(a) montre deux courbes qui s'arrêtent à $50^{\circ}C$ et $55^{\circ}C$, pour les vitesses de montée en dessous de $800K/s$. Dans ce cas, le déclenchement de l'ébullition ne se produit pas pendant la phase de chauffe, mais juste après, comme on peut imaginer vu les valeurs de température. On trace quand même les courbes sur la figure car elles donnent l'information du flux pendant la phase d'échange monophasique et on voit qu'il est plus faible que pour des taux de montée en température plus élevées.



(a) Effet de la vitesse de montée en température, tests de 0.1s de durée.



(b) Effet de la vitesse de montée en température, tests de 0.5s de durée.

FIGURE 4.34 – Flux et température, effet de la montée.

4.3.5 Conclusions

- Pour les essais d’une durée de quelques secondes, quand on trace l’évolution temporelle de la température de paroi, il est possible d’identifier un premier pic de température suivi par un fort refroidissement de la paroi. Ce pic correspond au déclenchement de l’ébullition. Il reste aussi visible sur la courbe $T(t)$ pour les tests rapides quand ils ont des durées supérieures à $0.1s$.
- La température de déclenchement pour les tests « longs » est comprise entre $10K$ et $30K$ au dessus de la température de saturation. La limite inférieure de la surchauffe de paroi au déclenchement est de $10K$.
- La nucléation démarre sur des sites de taille différente. Quand on utilise des signaux à puissance haute et carrée, le clinquant évacue un très fort flux dès les tous premiers instants de l’essai. Le coefficient d’échange devient immédiatement très élevé et la gamme des sites activables est réduite et de petite taille. Ainsi une surchauffe limite de $30K$ environ est nécessaire au déclenchement de l’ébullition. Une différence de température plus élevée n’est pas requise parce qu’avec $30K$ les cavités les plus petites sont activées. À $30K$ de surchauffe et avec un coefficient d’échange h de $3000W/(m^2K)$, la gamme des rayons actifs va de $12\mu m$ à $5nm$, calculée avec la relation de Hsu (éq. 1.35).
- Les tests qui atteignent la valeur asymptotique de $30K$ de surchauffe au déclenchement correspondent à une énergie au déclenchement de $2.5 \cdot 10^4 J/m^2$ reçue par le fluide. Ainsi, le temps nécessaire au déclenchement dépend de la puissance même (il en faut plus si elle est faible, pour arriver au même seuil de déclenchement).
- Pour les essais à puissance modérée ou ayant une forme triangulaire, le déclenchement de l’ébullition se produit à des surchauffes plus basses que $30K$. L’ébullition est déclenchée sur des sites plus grands.
- La valeur de surchauffe asymptotique de $30K$ est atteinte quand le taux de montée en température de la paroi chaude est plus élevé que $50K/s$. Il existe une corrélation entre la température au déclenchement et le taux de montée en température de la paroi en dessous de $50K/s$.
- Pour les tests à haute puissance, où la montée en température est rapide, il est possible qu’il n’y ait pas assez de temps pour commencer la nucléation à des surchauffes plus basses que la valeur de $30K$. Avec cette surchauffe, les sites les plus petits sont activés.
- L’asymptote dans les valeurs de surchauffe est moins marquée quand les tests sont réalisés dans la boucle. Exclusion faite des tests ayant une montée en température considérable, la température du déclenchement augmente si le flux et la valeur de dT/dt augmentent.
- L’écoulement améliore les échanges et retarde le déclenchement, quand le signal est triangulaire. La dynamique soit de la montée en puissance soit de la température de paroi, en conséquence, est plus lente dans ce cas et donc la convection a assez de temps pour jouer.
- Les tests en boucle qui présentent une surchauffe asymptotique sont ceux qui arrivent rapidement au déclenchement : la convection forcée alors ne peut pas intervenir considérablement dans les échanges. Le coefficient d’échange est très élevé, beaucoup plus qu’en vase.
- Les tests rapides ayant des durées supérieure à $0.1s$ présentent des températures de déclenchement plus élevées que les tests de quelques secondes. La nucléation est encore déclenchée à partir des cavités de paroi. À cause de la forte puissance injectée, au déclenchement la température de paroi est très élevée.
- Quand les tests ont des durées inférieures à $0.1s$, le déclenchement de l’ébullition, qui n’est plus visible sur les courbes de température de paroi, est observé à la paroi simultanément à un mécanisme de nucléation homogène dans la couche de liquide surchauffée.
- La vitesse de montée en température influence les flux. Ils sont plus élevés quand la température de paroi croît rapidement.

Au moyen du dispositif expérimental, on a pu étudier l'influence de la montée en température et de l'écoulement sur le déclenchement de l'ébullition. Dans les conditions investiguées, le mécanisme de nucléation est sensible à ces paramètres.

4.4 Transferts thermiques en ébullition nucléée

4.4.1 Introduction

Une fois l'ébullition déclenchée, il y a un fort refroidissement de la paroi dû à l'amélioration du coefficient d'échange. La température diminue brusquement et se stabilise sur des valeurs plus basses que les températures de déclenchement, comprises entre $5K$ et $35K$ au dessus de la température de saturation, pour les essais d'une durée de quelques secondes. Parmi les tests, ceux qui ont été réalisés avec des signaux électriques carrés montrent une variation de la température de la phase d'ébullition nucléée quasiment nulle si l'intensité du signal électrique est faible (voir chapitre 3, page 128 et suivantes). On peut considérer ces conditions stationnaires. Dans ce cas, une comparaison avec les corrélations de la littérature est possible et permet de proposer une modélisation adéquate. Quand la puissance est plus élevée ou quand le signal a une forme triangulaire, la température augmente tout le long de la phase d'ébullition nucléée. C'est sur les caractéristiques de ces régimes transitoires qu'on voudrait donner des informations pour enrichir les données de la littérature. Une comparaison avec les résultats obtenus par Auracher et coll. [4] sera faite, en gardant à l'esprit que ces expériences sont contrôlées en température, alors que dans notre cas, on contrôle le flux.

Pour les essais rapides, la phase d'ébullition nucléée ne dure que quelques millisecondes pour les essais les plus longs et n'existe pas pour les plus courts. Les bulles coalescent en formant un film de vapeur pour les tests de durée supérieure à $0.5s$. Pour les tests en dessous de $0.1s$, la combinaison de la nucléation à la paroi avec la nucléation au sein du liquide forme le film de vapeur de suite après le déclenchement. On parlera de ces tests directement dans la section d'ébullition en film.

4.4.2 Régime stationnaire

Dans la première partie de ce chapitre on va regarder seulement les données obtenues pour le régime stationnaire, en vase et en boucle. On rappelle qu'il s'agit des tests où la température de paroi ne change pas au cours du temps et le signal injecté reste stable. Cela se vérifie quand on applique des créneaux de puissance faible. La température étant constante égale à T_{NB} , il n'y a pas de variation d'énergie dans la feuille métallique, donc le flux transmis au HFE7000 est constant et tel que : $\phi_{OUT} = q_{Gen}$. La courbe d'ébullition stationnaire est donc constituée par l'ensemble des points associés à un différent test où une certaine puissance est utilisée.

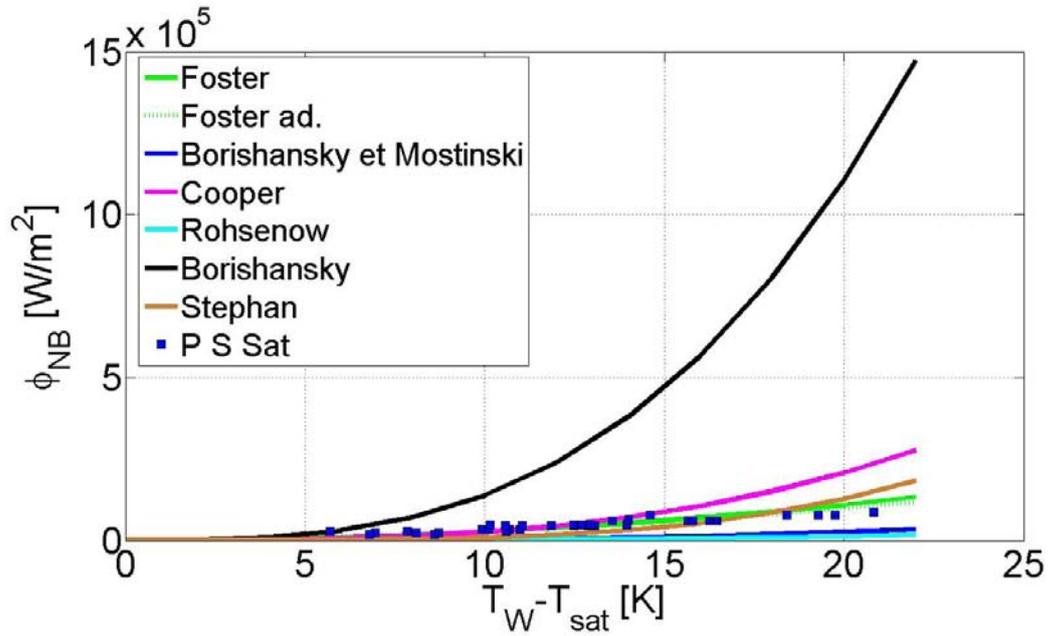
Comparaison avec les corrélations

Résultats des tests en vase.

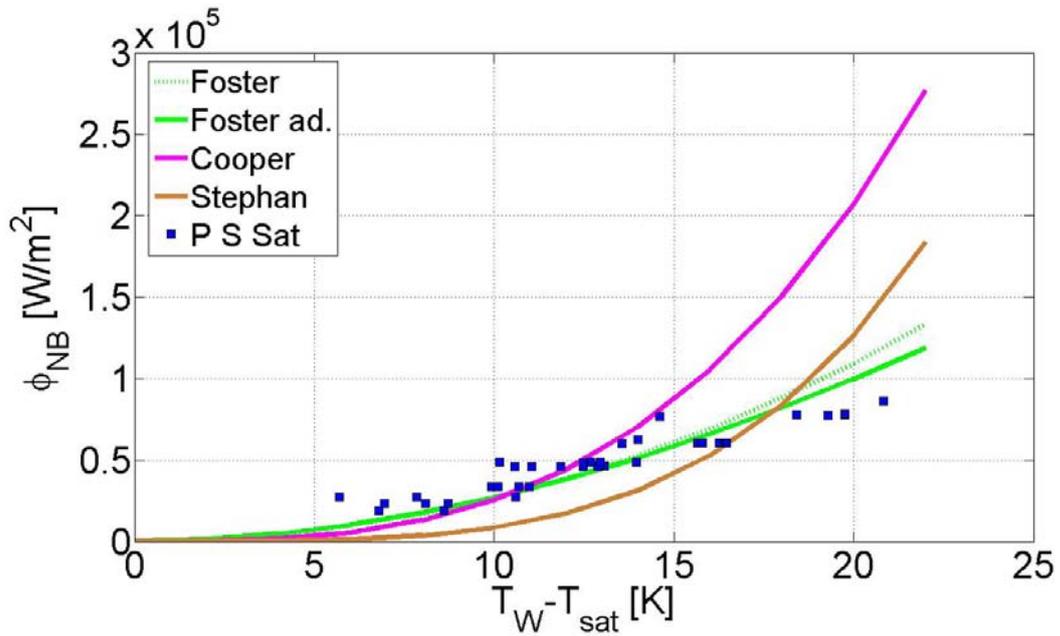
À saturation On a vu dans la section 1.4.1 du premier chapitre qu'il y a plusieurs expressions qui peuvent être utilisées pour modéliser l'ébullition nucléée. On sait que souvent elles ne sont pas validées pour les réfrigérants, mais on décide, dans un premier temps, de les appliquer pour voir lesquelles retenir. La figure 4.35(a) montre donc les résultats expérimentaux pour les essais réalisés à une faible puissance de forme carrée, en vase, comparés avec les corrélations de Forster et Zuber (éq. 1.49 et éq. 1.50), de Rohsenow (éq. 1.44), de Borishansky (éq. 1.51), de Borishansky et Mostinski (éq. 1.52), Cooper (éq. 1.53) et Stephan et Abdelsalam (éq. 1.59). Les deux dernières sont spécifiquement pour les réfrigérants. Pour les expressions de Forster et Zuber, on décide de changer la constante initiale pour tenir compte du fluide différent : 0.0021 est utilisé pour la forme

adimensionnelle (l'expression 1.49) et 0.0017 pour l'autre (éq. 1.50). Les constantes présentées dans la section 1.4.1 ne sont pas validées pour les réfrigérants.

On voit que les relations qui donnent la correspondance la meilleure sont celles de Forster et Zuber (fig. 4.35(b)). La constante, prise égale à 0.0021 pour la forme adimensionnelle (l'expression 1.49) et à 0.0017 pour l'autre (éq. 1.50), est calée sur les données expérimentales, mais l'allure, qui n'est pas influencée par sa valeur, est bien représentative des résultats expérimentaux. Par contre, les relations de Borishansky (voir fig. 4.35(a)) ne donnent pas des flux comparables à ceux obtenus. Enfin, les expressions de Cooper et Stephan et Abdelsalam, même si conçues pour les réfrigérants, ne donnent pas des bonnes allures par rapport aux données, même si l'ordre de grandeur du flux est respecté (fig. 4.35(b)).



(a) Comparaison des résultats en vase, à saturation, avec les corrélations de Rohsenow, Forster et Zuber, Stephan et Abdelsalam, Cooper, Borishansky, Borishansky et Mostinski.



(b) Comparaison avec les corrélations de Forster et Zuber, Cooper et Stephan et Abdelsalam.

FIGURE 4.35 – Comparaison des résultats en vase, à saturation, avec les corrélations de la littérature.

Avec sous refroidissement Quand il y a un sous refroidissement, on sait que la courbe est décalée vers des flux plus élevés [19], mais cet effet n'est pas considéré important dans la littérature et on n'a pas trouvé des corrélations qui en tiennent compte pour l'ébullition en vase. Malgré cela, les résultats expérimentaux sont différents quand il y a un sous refroidissement, par rapport aux conditions de saturation.

Pour cette raison, on a considéré à nouveau les expressions valables à saturation et on a cherché à les adapter. En particulier, on s'est intéressé à l'expression adimensionnelle de Forster et Zuber 1.49, dans laquelle il est possible de repérer un nombre de Jakob à saturation, $Ja = c_{p,L} \cdot (T_W - T_{sat})/h_{LV}$, et de le substituer avec un nombre de Jakob permettant de tenir compte du sous refroidissement : $Ja = c_{p,L} \cdot (T_W - T_L)/h_{LV}$. La corrélation 1.49 :

$$\phi_{NB} = A \cdot \left[\frac{\pi \rho_L^2 \cdot (T_W - T_{sat})^2 \lambda_L^2 c_{p,L}}{\mu_L \lambda_L \rho_V^2 h_{LV}^2} \right]^{5/8} \cdot [Pr_L]^{1/3} \cdot \left[\frac{\rho_L r_b^3}{2\sigma} \right]^{-1/4} \cdot \sqrt{\frac{\alpha_L}{\pi}} \cdot \rho_V \cdot h_{LV}$$

peut être écrite comme :

$$\begin{aligned} \phi_{NB} &= A \cdot \left[\pi \cdot \left(\frac{\rho_L^2}{\rho_V^2} \right) \cdot \left(\frac{(T_W - T_{sat})^2 c_{p,L}^2}{h_{LV}^2} \right) \cdot \left(\frac{\lambda_L}{\mu_L c_{p,L}} \right) \right]^{5/8} \cdot [Pr_L]^{1/3} \cdot \left[\frac{\rho_L r_b^3}{2\sigma} \right]^{-1/4} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \cdot \rho_V \cdot h_{LV} \\ \phi_{NB} &= A \cdot \left[\pi \cdot \left(\frac{\rho_L^2}{\rho_V^2} \right) \cdot \left(\frac{Ja_{sat}^2}{Pr_L} \right) \right]^{5/8} \cdot [Pr_L]^{1/3} \cdot \left[\frac{\rho_L r_b^3}{2\sigma} \right]^{-1/4} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \cdot \rho_V \cdot h_{LV} \end{aligned} \quad (4.1)$$

où A est la constante modifiée pour travailler avec le HFE7000. Dans l'expression 4.1 on peut enfin substituer le nombre de Jakob. Le rayon de la bulle est évalué en fonction de $T_W - T_{sat}$, par contre. En tenant compte du facteur correctif ϑ , la relation devient :

$$\phi_{NB} = \vartheta \cdot A \cdot \left[\pi \cdot \left(\frac{\rho_L^2}{\rho_V^2} \right) \cdot \left(\frac{Ja_{SC}^2}{Pr_L} \right) \right]^{5/8} \cdot [Pr_L]^{1/3} \cdot \left[\frac{\rho_L r_b^3}{2\sigma} \right]^{-1/4} \cdot \sqrt{\frac{\alpha}{\pi}} \cdot \rho_V \cdot h_{LV} \quad (4.2)$$

ϑ peut être vu comme un facteur de réduction de l'ébullition nucléée similaire à celui que Chen utilise en convection. On peut imaginer, en fait, que le mouvement induit par les bulles dans un liquide froid soit de la même importance que la convection forcée. La nécessité d'un terme correctif montre qu'il faudrait prendre en compte une différence de température plus faible que $T_W - T_L$, mais quand même plus élevée que $T_W - T_{sat}$. La figure 4.36 montre les données expérimentales (flux et température) pour le cas sous refroidi. L'expression 4.2 est aussi tracée et on voit qu'elle donne une très bonne approximation des résultats, avec $\vartheta = 0.75$. La figure 4.36 présente aussi la corrélation de Cooper, pour comparaison. Encore une fois, la relation de Cooper ne reproduit pas l'évolution des données.

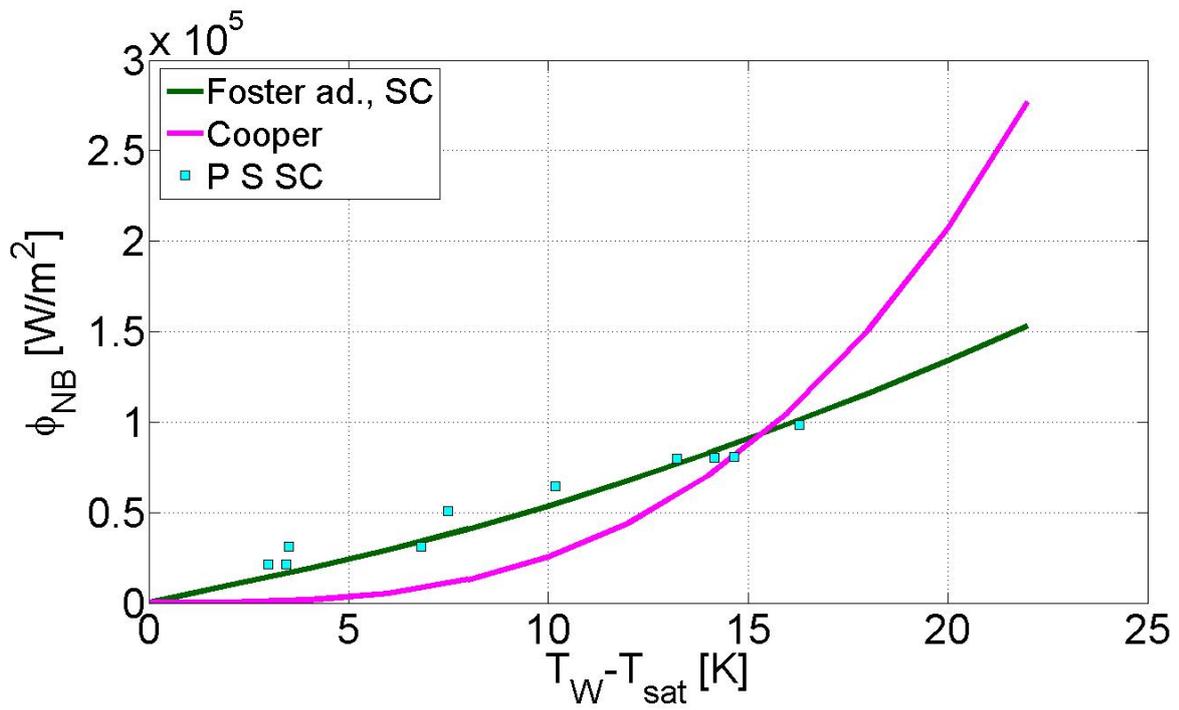


FIGURE 4.36 – Résultats en vase, avec sous refroidissement, comparés avec les corrélations de Cooper et Forster et Zuber.

Résultats des tests en boucle

Par analogie avec la procédure adoptée pour l'ébullition en vase, dans un premier temps on montre les résultats expérimentaux comparés aux relations de Bergles et Rohsenow et de Chen, sans en exclure a priori. Bergles et Rohsenow se réfèrent au flux en ébullition, calculé selon l'éq. 1.44. On a vu, pour le cas en vase, qu'elle n'est pas une corrélation apte à représenter les données. Le flux total, somme de la contribution convective et de l'ébullition, ne correspond pas non plus aux résultats. La figure 4.37 montre les points expérimentaux (flux et température) pour deux débits et les courbes calculées selon les relations de Chen et Bergles et Rohsenow. Il est clair que les flux prédits avec l'éq. 1.44 de Bergles et Rohsenow ne sont pas de l'ordre de grandeur des flux expérimentaux.

C'est donc la relation de Chen qui est à utiliser, comme la figure 4.38 le montre. Chen évalue le flux total comme la somme d'un flux convectif et d'ébullition. Le premier est calculé selon l'éq. 1.60, mais on tient compte du nombre de Prandtl pour le calcul du coefficient convectif comme Bennet et Chen suggèrent [19] :

$$\frac{h \cdot D}{\lambda_L} = \left[0.023 \cdot \left[\frac{\rho_L v_L D}{\mu_L} \right]^{0.8} \cdot \left[\frac{c_p L \mu_L}{\lambda_L} \right]^{0.4} \right] \cdot Pr^{0.296} = 0.023 \cdot Re^{0.8} \cdot Pr^{0.696} \quad (4.3)$$

Le flux lié à l'ébullition est évalué selon l'expression de Forster et Zuber. Quand il y a un sous refroidissement, comme dans le cas expérimental, on a choisi de considérer l'écart de température entre le liquide et la paroi, et pas la différence à la saturation. Pour le calcul du flux d'ébullition, on utilise l'expression 4.2, qui est cohérente avec les résultats en vase avec sous refroidissement. Le facteur ϑ est remplacé par le terme S de « suppression de l'ébullition » (expression 1.4.1). On peut donc écrire :

$$\vartheta = S = 1 / (1 + 2.53 \cdot 10^{-6} Re^{-1.17})$$

L'expression pour S est celle que Collier propose (eq. 1.62), avec un nombre de Reynolds évalué pour la seule phase liquide.

Le flux total que Chen évalue augmente quand le nombre de Reynolds augmente. La chaleur passée par convection augmente, mais le facteur de suppression de l'ébullition S se réduit et la composante liée à l'ébullition nucléée diminue quand le débit est plus fort. Au début, donc, la présence de l'écoulement facilite les échanges mais, quand la surchauffe augmente, le poids de l'ébullition nucléée devient proportionnellement moins important.

Deux débits sont tracés sur la figure 4.38. À 0.3l/s, le débit le plus élevé utilisé dans les expériences, il faut une puissance moyenne pour déclencher l'ébullition, donc il n'y a pas des tests à faible puissance, stationnaires. Sur la figure 4.38 le flux associé à la seule convection et le flux total sont tracés, ensemble avec les points expérimentaux, pour 0.1l/s et 0.2l/s. Comme on s'attend, la composante du flux due à la convection est très faible à bas débit (fig. 4.38(a)) et devient plus importante quand le débit augmente (fig. 4.38(b)). Le poids de la composante d'ébullition nucléée est moins important lorsque le débit est élevé, pour les surchauffes d'ébullition. La corrélation de Chen, compte tenu des deux termes, donne une bonne correspondance avec les résultats des expériences.

La figure 4.39 présente tous les tests où le signal est carré, en vase et en boucle, avec refroidissement ou à saturation. On observe que les résultats des tests en boucle correspondent aux points des tests stationnaires en vase avec sous refroidissement. Par contre, le sous refroidissement pour les tests en boucle ($T_L = 28^\circ C$) est moins important que pour les essais en vase ($T_L = 23^\circ C$). Sur la figure 4.39, où tous les points sont tracés ensemble, leur superposition confirme le fait que, dans les transferts thermiques, le sous refroidissement puisse avoir un

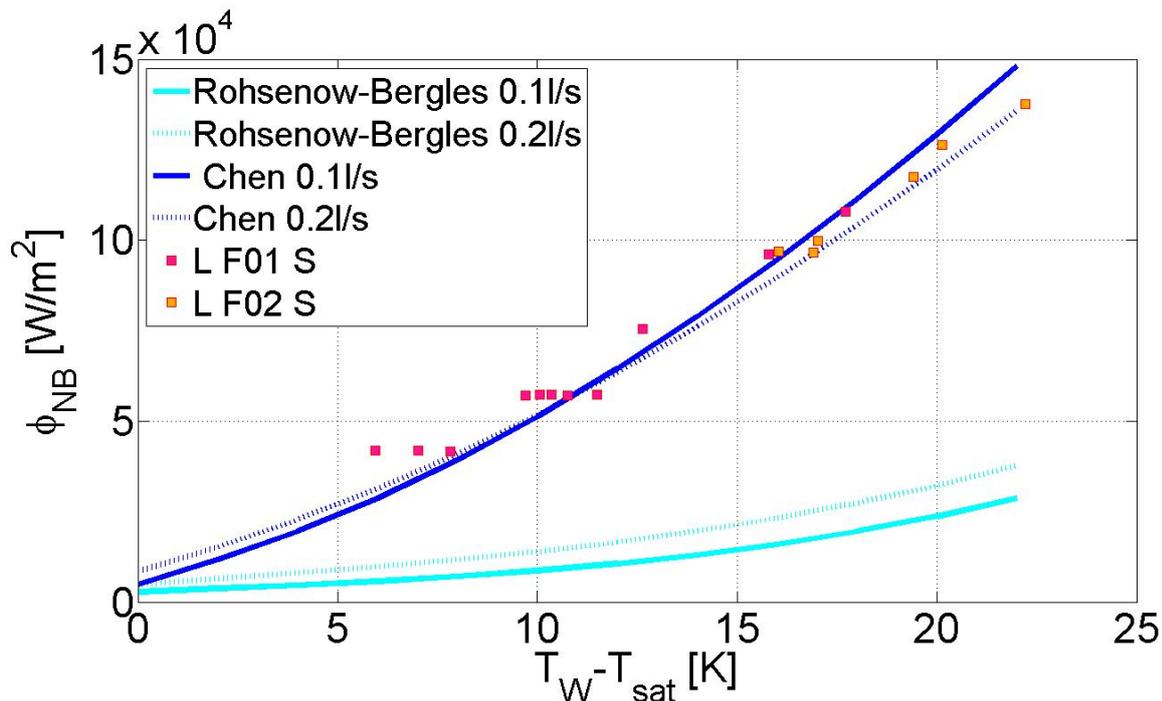


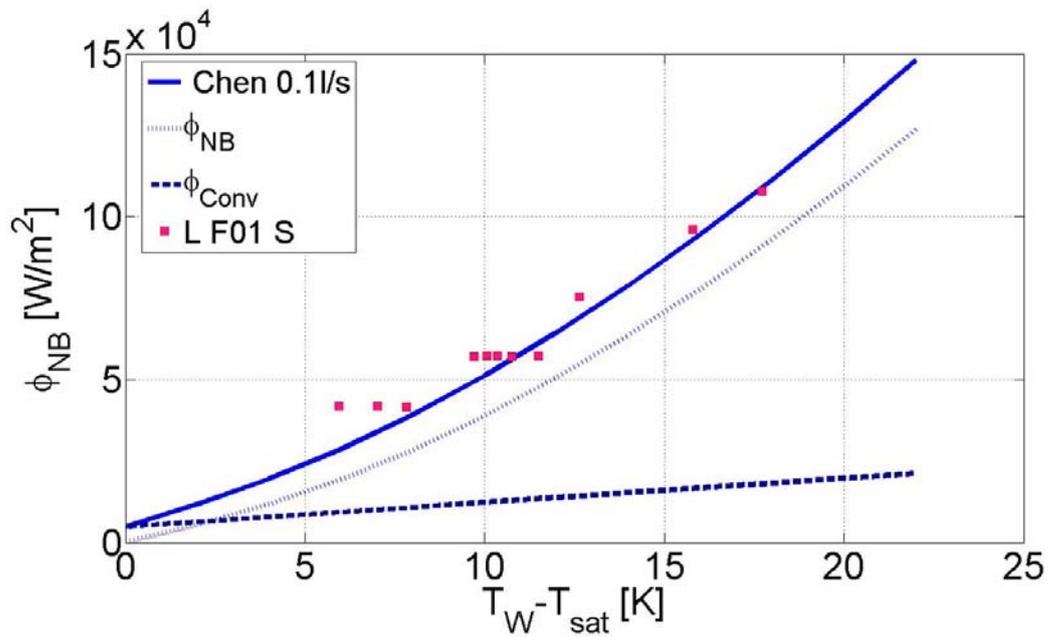
FIGURE 4.37 – Résultats en boucle, comparaison avec les relations de Rohsenow et Bergles et de Chen.

rôle aussi important que l'écoulement, additionné à un sous refroidissement inférieur. Le sous refroidissement et la présence de l'écoulement font probablement en sorte que l'ébullition nucléée soit moins développée que dans le cas en vase à saturation, et que donc plus de flux soit évacué.

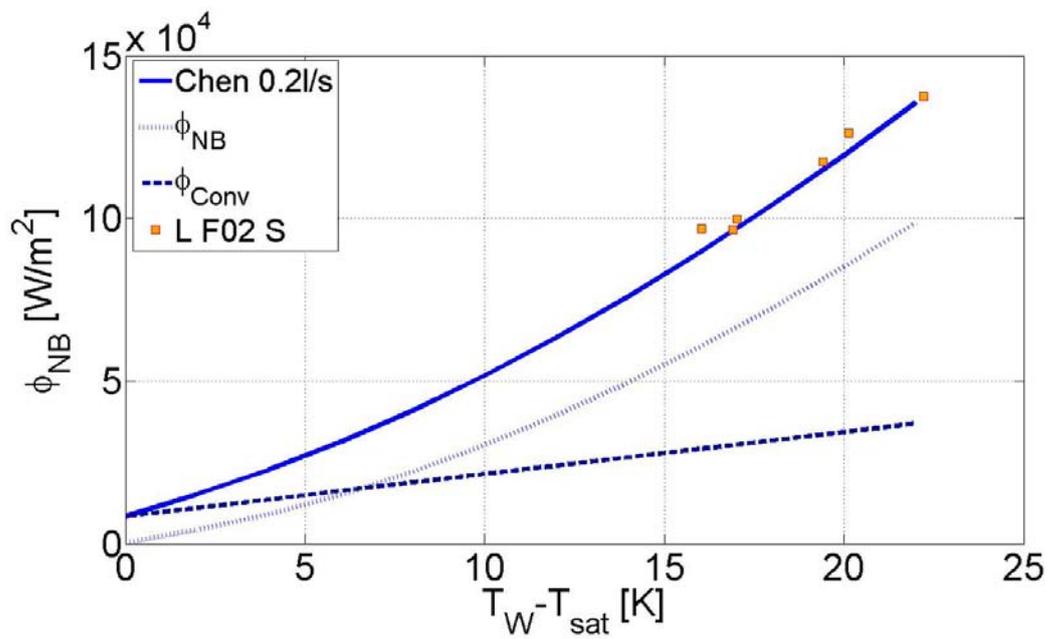
4.4.3 Régime transitoire

Signaux carrés de puissance haute ou moyenne, en vase

On a vu dans le chapitre 3 que, quand on applique des puissances assez élevées, la température pendant la phase d'ébullition nucléée ne reste pas constante, mais croît progressivement. Dans ce cas, il est intéressant de tracer les résultats instantanés sur un diagramme de flux et température. La figure 4.40 montre des tests à plusieurs vitesses de montée en température. La valeur du taux de montée en température est évaluée sur la partie d'ébullition nucléée, à travers une régression linéaire des données de température de paroi. Les courbes sont pour des puissances moyennes (symbole « \diamond ») et hautes (symbole « \star »). Il apparaît que la courbe est déplacée vers des flux plus hauts lorsque le taux de montée en température de la paroi, dT/dt , augmente. Les points associés à des régimes stationnaires seraient placés en bas à gauche sur la figure, donc à des flux et des surchauffes plus faibles. Ce résultat est cohérent avec ceux de la littérature. À partir des expériences d'Auracher et Marquardt [4], par exemple, le rapport entre le flux en conditions transitoires et stationnaires peut être tracé en fonction de la différence entre la température de paroi et de saturation. Le même rapport est calculable pour les résultats expérimentaux. Trois vitesses de montée en température sont considérées, $2K/s$, $4K/s$ et $10K/s$. On constate que l'accord entre les résultats expérimentaux et les courbes d'Auracher est très bon, spécialement



(a) Comparaison des résultats en boucle, 0.1l/s. Les contributions de la convection et de l'ébullition sont mises en évidence.



(b) Comparaison des résultats en boucle, 0.2l/s. Les contributions de la convection et de l'ébullition sont mises en évidence.

FIGURE 4.38 – Comparaison des résultats en boucle avec la corrélation de Chen

à des taux de montée en température dT/dt de $2K/s$ et de $4K/s$ (fig. 4.41). Il ne faut pas oublier que les essais d'Auracher et coll. sont contrôlés en température alors que nous travaillons à flux imposé. Sur la figure 4.41, on voit que le rapport est toujours en dessous de 1. Le flux en régime stationnaire est plus faible que celui des conditions transitoires. Si on regarde les résultats d'Auracher et coll. (fig. 1.19), en outre, les flux augmentent quand la surchauffe augmente, mais moins dans le cas transitoire que dans le cas stationnaire. Cela fait que le rapport diminue quand la surchauffe devient plus grande. Dans notre cas, on voit la même tendance, les flux des régimes transitoires se rapprochant de plus en plus des flux en régime stationnaire, à mesure que la surchauffe augmente.

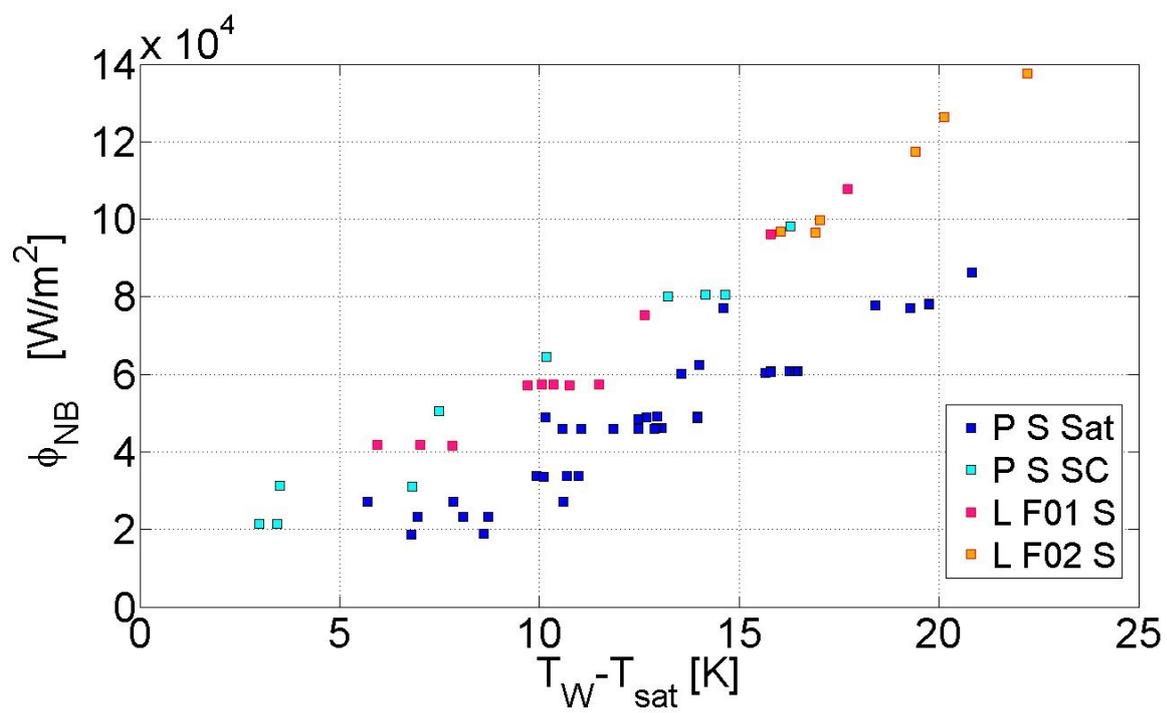


FIGURE 4.39 – Résultats en conditions stationnaires, en vase et en boucle, signaux carrés à basse puissance.

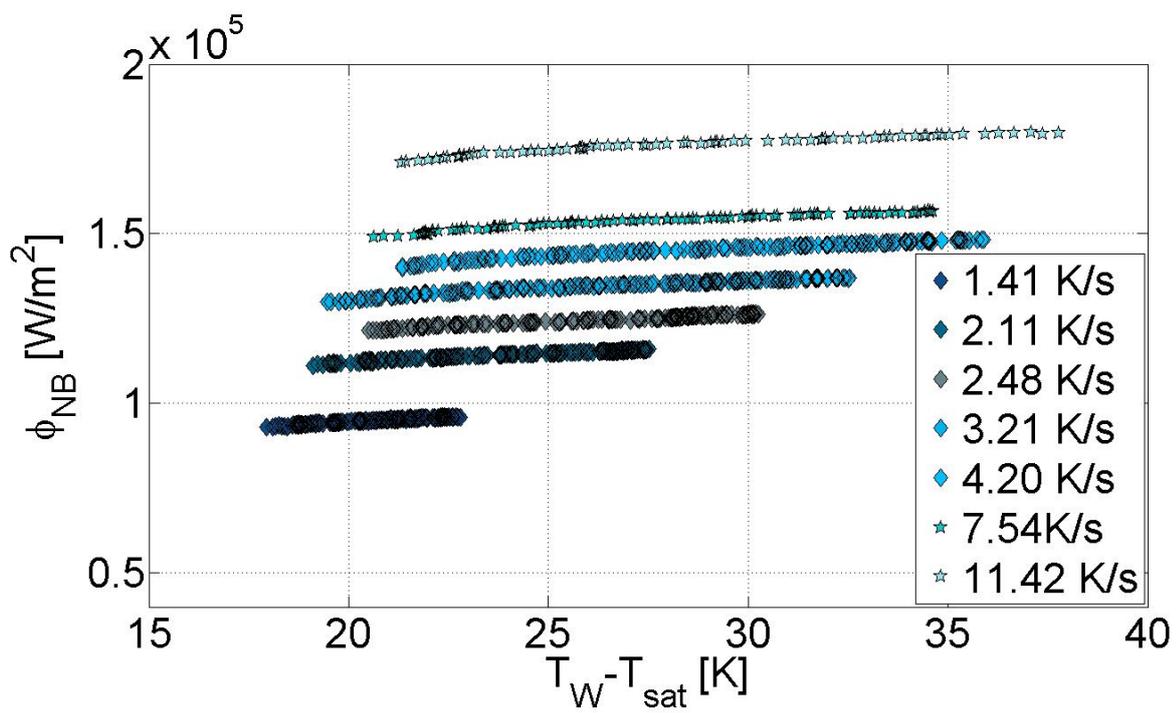


FIGURE 4.40 – Courbes des créneaux de puissance haute et moyenne, conditions de saturation, en vase.

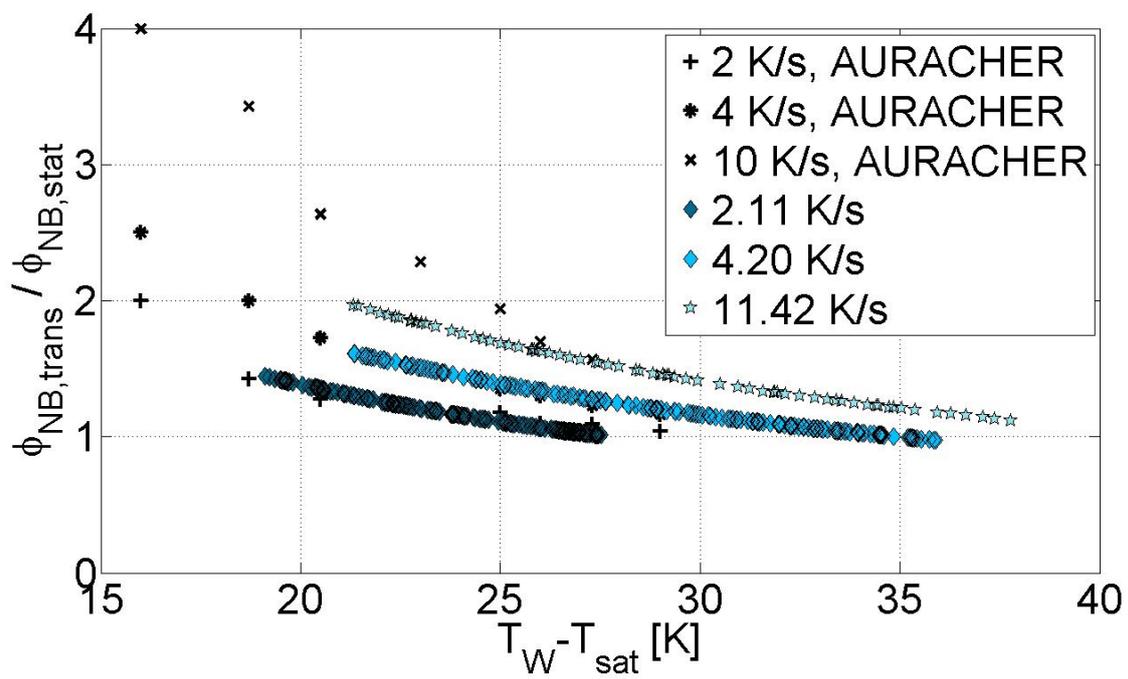


FIGURE 4.41 – Courbes d'Auracher [4] comparées aux résultats.

On peut aussi tracer les valeurs temporelles moyennes de la température et du flux pour les comparer aux points du régime stationnaire. Au lieu de considérer toute l'évolution du flux et de la température au cours du temps, on ne prend que la valeur moyenne. La figure 4.42 montre cette procédure.

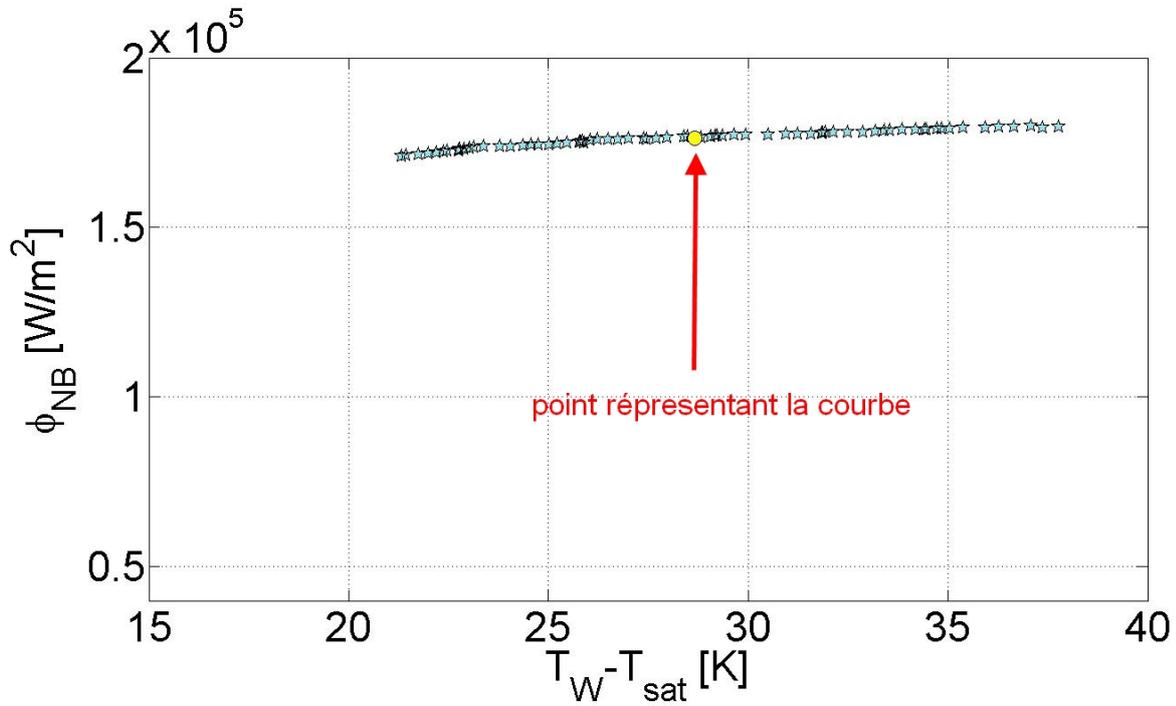


FIGURE 4.42 – Exemple du calcul des moyennes.

Ces points sont tracés sur la figure 4.43. La température moyenne augmente si le flux est plus élevé. Si on continue virtuellement les essais stationnaires à des surchauffes plus élevées, ils se situent en dessous des essais transitoires. Par contre, la corrélation de Forster et Zuber (éq. 1.49), qui représente bien le cas stationnaire à des faibles surchauffes (carrés blancs sur la figure 4.43), ne semble plus être utilisable à des surchauffes plus hautes et aussi s'écarte de ces points transitoires (colorés sur la figure 4.43).

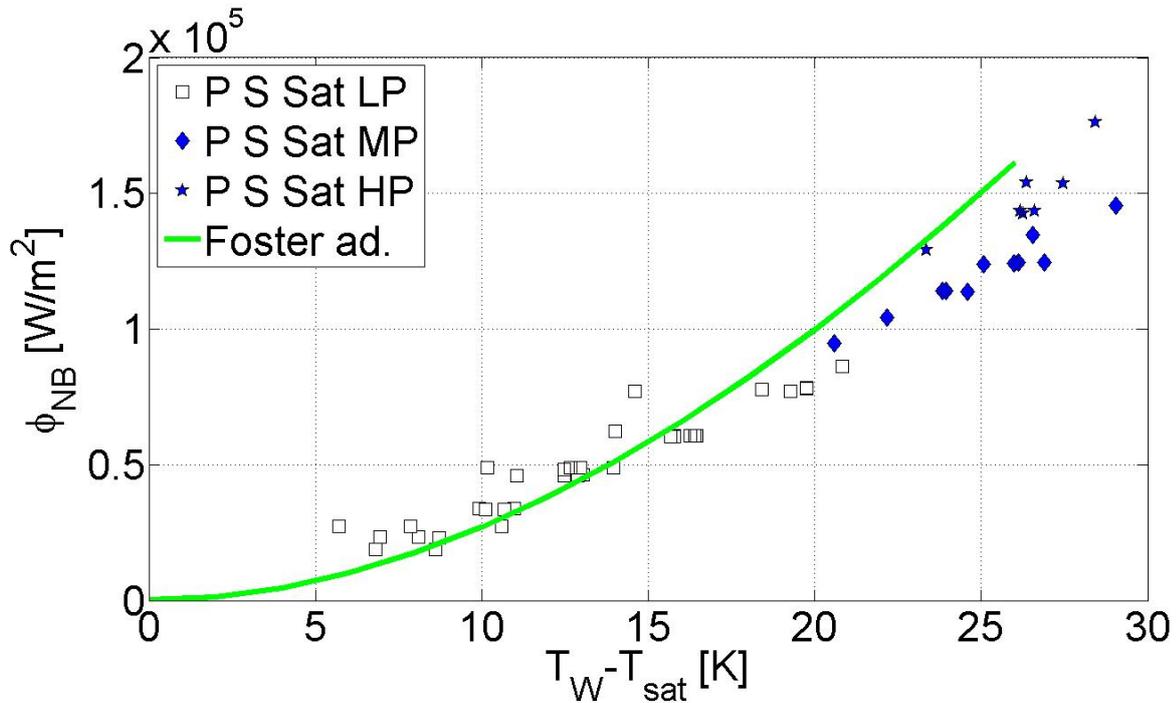


FIGURE 4.43 – Températures et flux moyens des tests en vase, signal carré.

Signaux carrés à puissance haute ou moyenne, en boucle

La figure 4.44 montre les résultats expérimentaux moyennés dans le temps, pour les tests en boucle, avec signal carré, de puissance variable. L'allure est la même que pour les données en vase. La présence de l'écou-

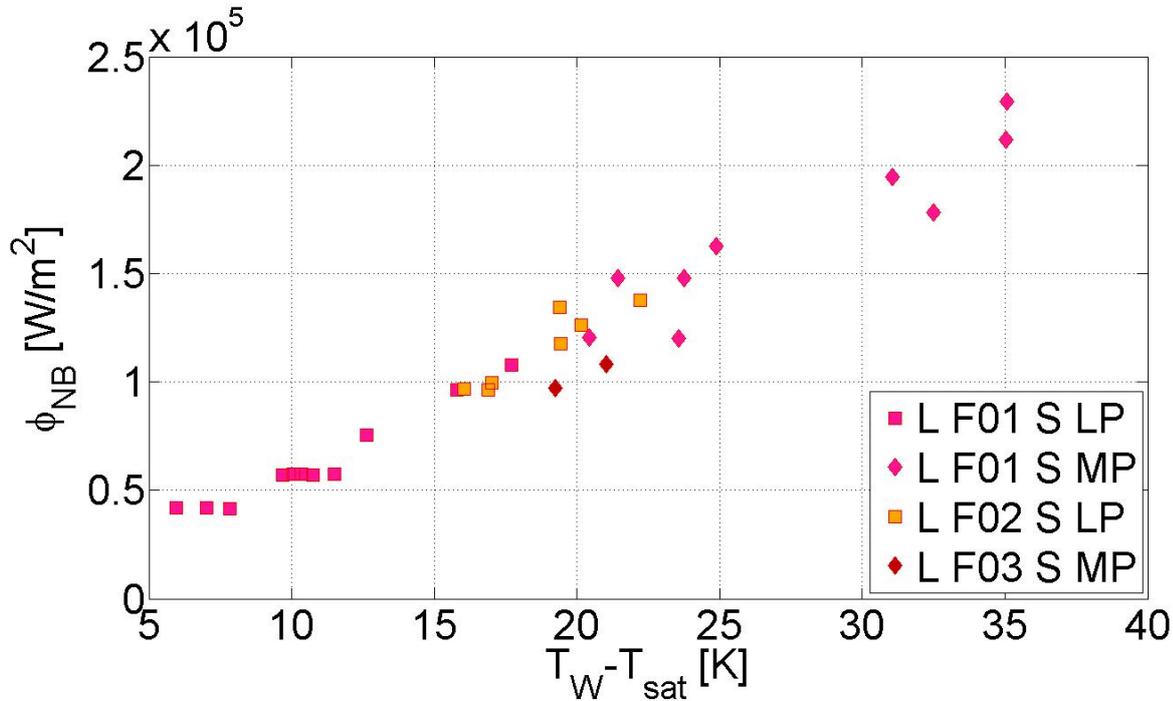


FIGURE 4.44 – Résultats expérimentaux pour les tests en boucle, avec signal carré, de puissance variable.

lement semble être moins influente sur le transfert que la puissance en jeu (la figure 4.51(a) montre tous les résultats).

La figure 4.45 montre qu'une augmentation de la vitesse de montée de la température de paroi provoque une augmentation du flux, comme pour le cas en vase. On note que l'écart de température paroi-saturation est plus grand dans ce cas que pour l'ébullition en vase. À cause de l'écoulement, il faut plus de génération de chaleur pour avoir de l'ébullition et, de ce fait, la température de paroi résultante est plus élevée.

Si on compare encore aux courbes de Auracher, on voit que pour les tests en boucle, il n'y a pas un bon accord (fig. 4.46). Cela vient de l'effet de la convection, probablement, qui décale les flux par rapport aux essais en vase et les expériences de ces auteurs sont justement en vase. L'allure est conservée par contre.

Signaux triangulaires, en vase

Quand la puissance appliquée est triangulaire, la température croît tout le long de la phase d'ébullition nucléée, vu que la génération de chaleur par effet Joule augmente progressivement. Il est possible de moyenniser la valeur de la température de paroi et du flux au cours de la phase, mais l'information ainsi obtenue n'est pas complète. En fait on perd l'information sur la longueur de l'essai et sur la vitesse de montée de la température et du flux. Il est quand même intéressant de montrer les valeurs moyennées. La figure 4.47 montre les valeurs

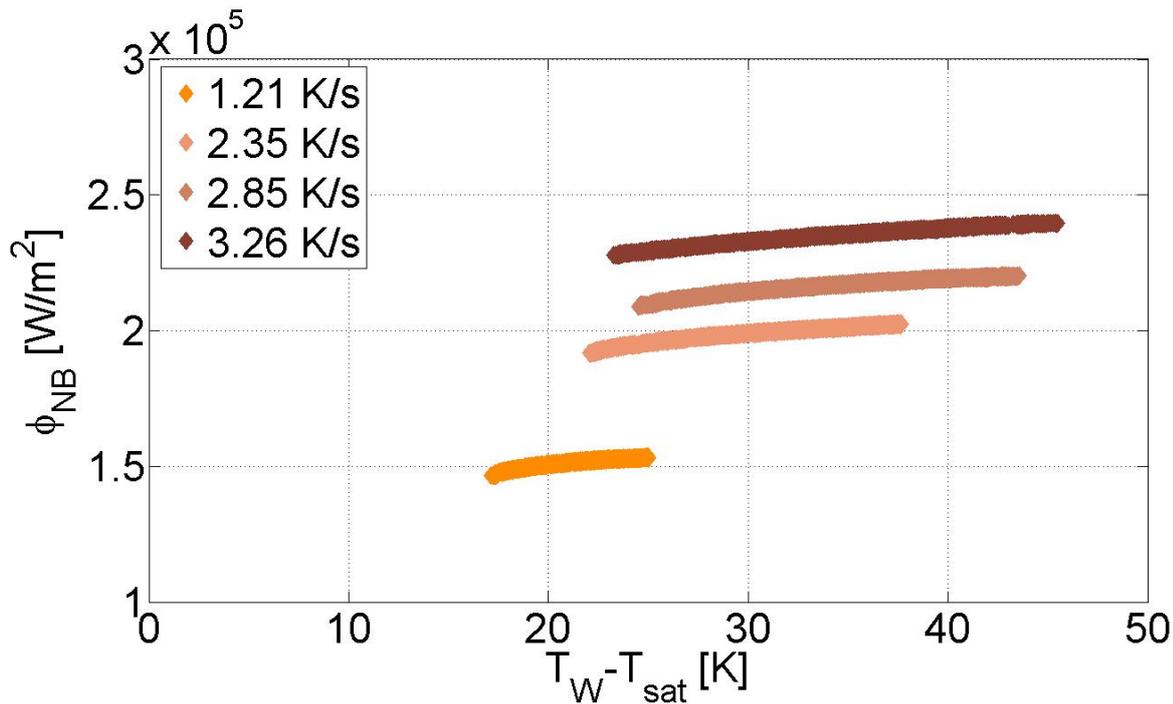


FIGURE 4.45 – Résultats expérimentaux pour les tests en boucle, effet du taux de montée de la température de paroi, test à 0.1l/s, puissance moyenne.

de température et flux moyennés pour tous les essais effectués en vase, en faisant une distinction par puissance et par conditions de saturation ou sous refroidissement. La première considération qu'on peut faire est que la température moyenne est d'autant plus élevée que le flux est haut. L'allure reste linéaire, même si à haute puissance il y a un peu de dispersion, les tests à signal triangulaire étant à flux plus élevé. De plus, on voit bien que les essais avec sous refroidissement sont écartés par rapport à ceux à saturation. Le flux de chaleur transmis au liquide est plus important quand celui-ci est sous refroidi. La figure 4.48 montre l'évolution du flux et de la température pour les essais en vase à saturation et sous refroidis, comparés avec la courbe stationnaire (symboles \square). On voit qu'il y a un écart entre essais en conditions de saturation et avec sous refroidissement. Les valeurs du taux de montée en température de la paroi ne sont pas très dispersées et proches des courbes stationnaires. Le dT/dt , le taux de montée en température de la paroi, est de 4K/s.

On compare enfin les résultats pour les essais où les signaux sont triangulaires, avec les données d'Auracher (fig. 4.49). Pour évaluer le rapport des flux stationnaires et transitoires, on utilise la courbe qu'on a tracée pour les essais à signaux carrés et qui n'est pas du tout du même type que les courbes issues des signaux triangulaires. Les résultats ne sont pas du tout en accord avec ce qu'Auracher trouve. La compararison n'est pas très sensée déjà parce qu'on n'a pas une courbe stationnaire dans les mêmes conditions, c'est-à-dire avec un signal triangulaire (elle ne peut pas exister). On rappelle en outre qu'Auracher contrôle la température alors que nous, on contrôle le flux. De plus, pour les essais en vase l'augmentation de la température de paroi vient de l'augmentation de la puissance mais aussi du fait que le flux ne soit pas suffisamment évacué. Dans le cas des essais de forme triangulaire, l'augmentation de la température est surtout une conséquence de l'augmentation

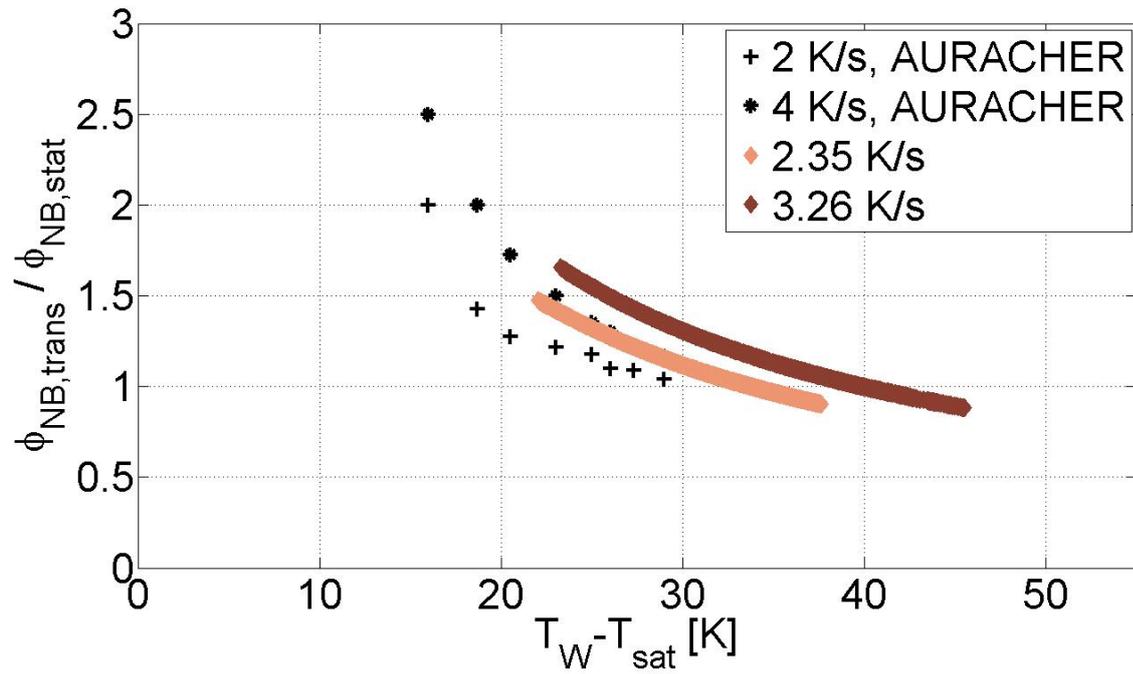


FIGURE 4.46 – Résultats expérimentaux pour les tests en boucle, comparaison avec les courbes de Auracher.

de la chaleur générée.

On peut aussi observer que la sensibilité du flux au dT/dt , taux de montée en température, est beaucoup moins marqué pour les rampes que pour les transitoires venant des carrés de puissance.

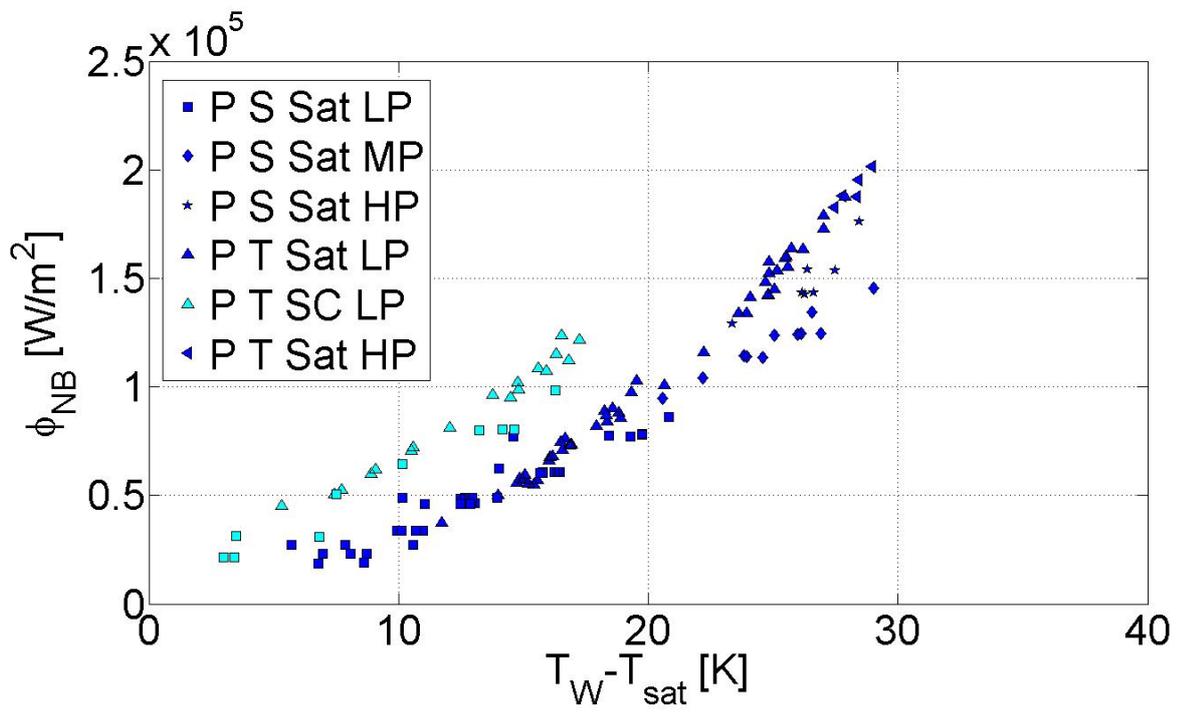


FIGURE 4.47 – Résultats expérimentaux pour les tests en vase, valeurs moyennes.

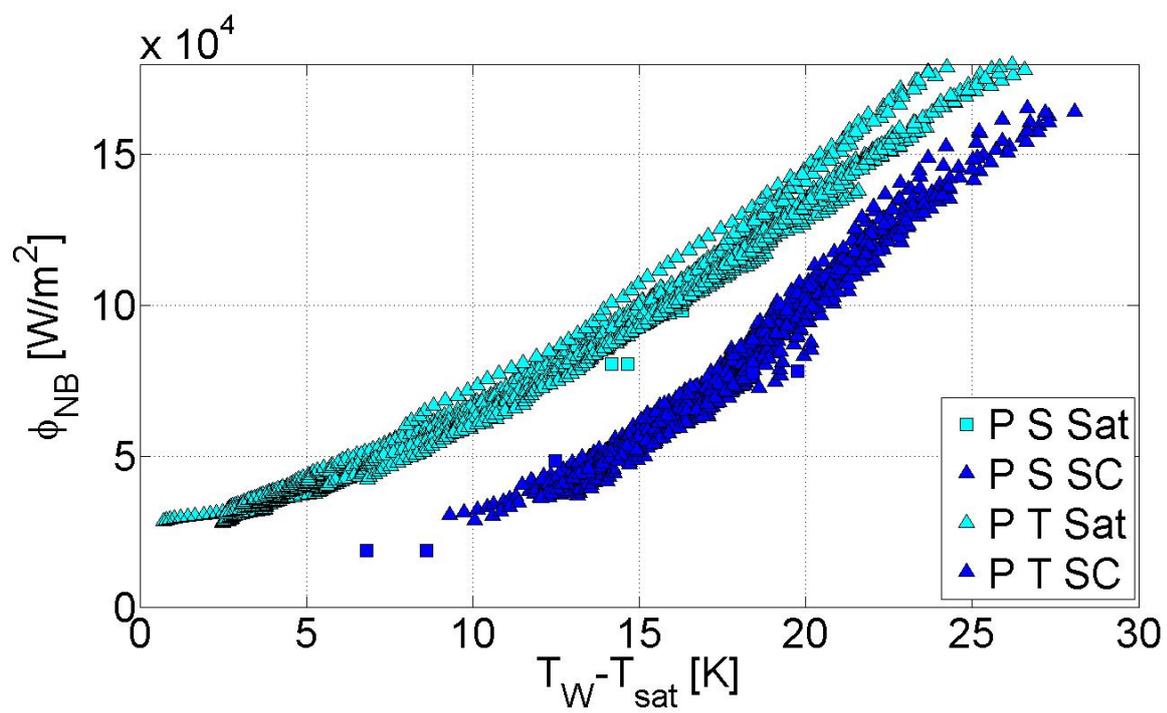


FIGURE 4.48 – Résultats expérimentaux pour les tests en vase, saturés et sous refroidis.

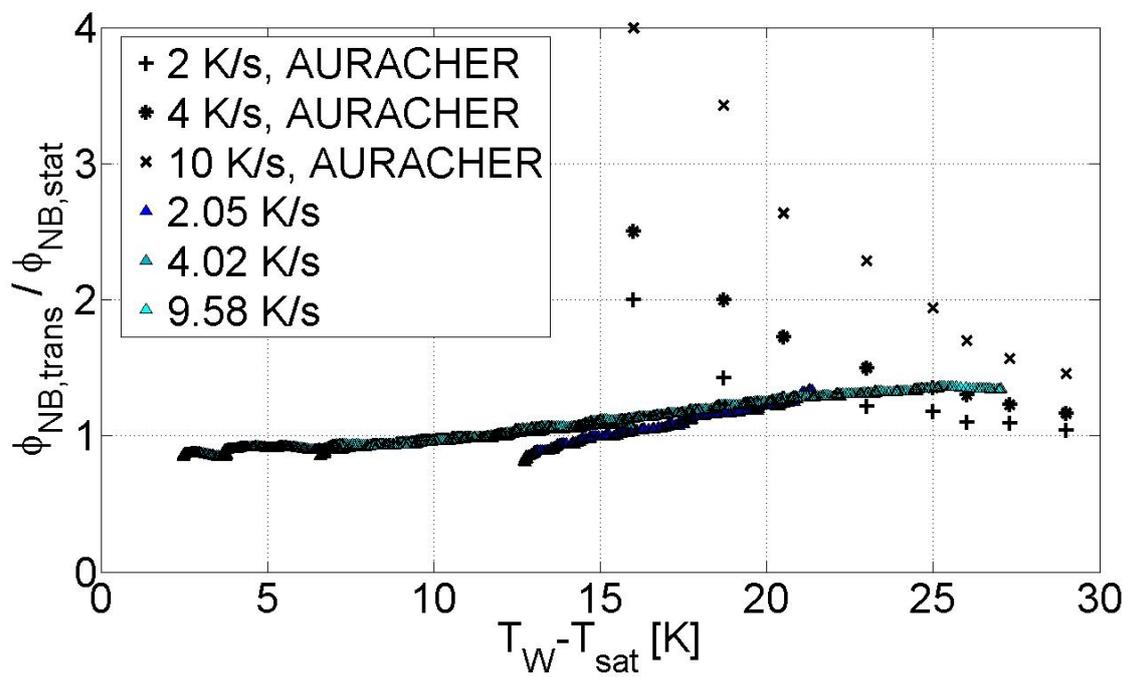


FIGURE 4.49 – Comparaison des résultats expérimentaux pour les tests en vase, signaux triangulaires, avec les courbes de Auracher.

Signaux triangulaires, en boucle

La figure 4.50 montre les valeurs de température et flux moyennés sur la partie d'ébullition nucléée. On voit qu'il y a une corrélation entre le flux et la température en jeu. Le rapport reste linéaire et n'est pas affecté par les différences dans le débit. Il est intéressant de comparer ces données avec celles des expériences en vase.

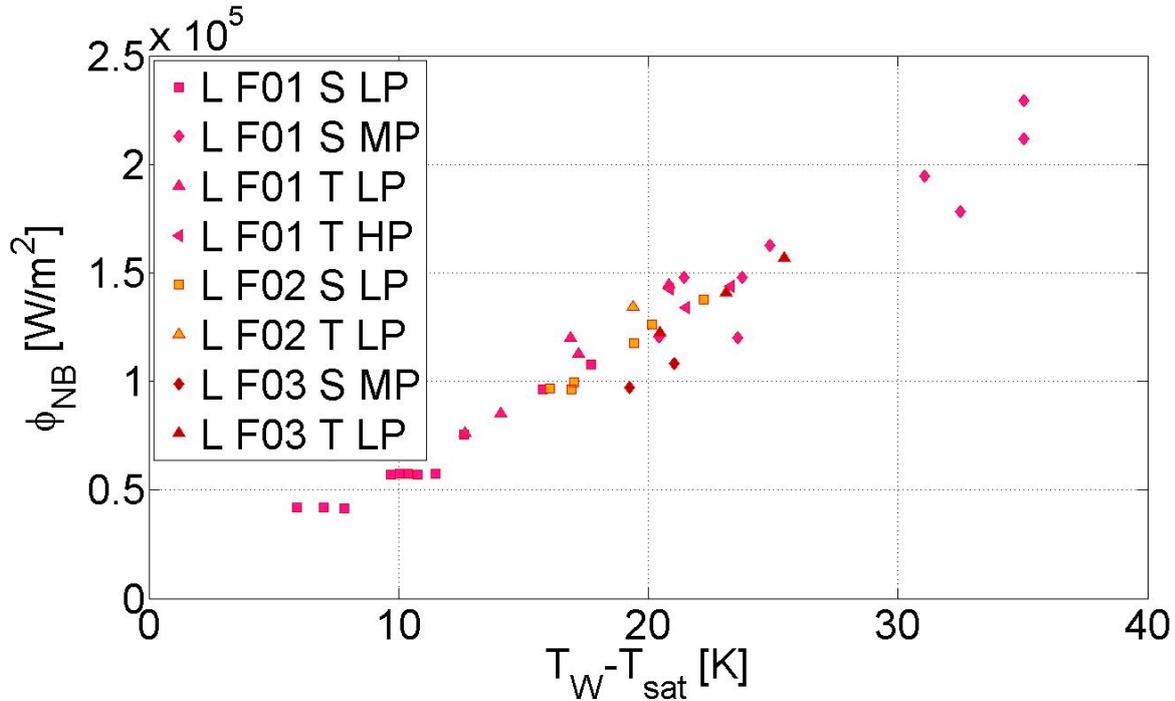
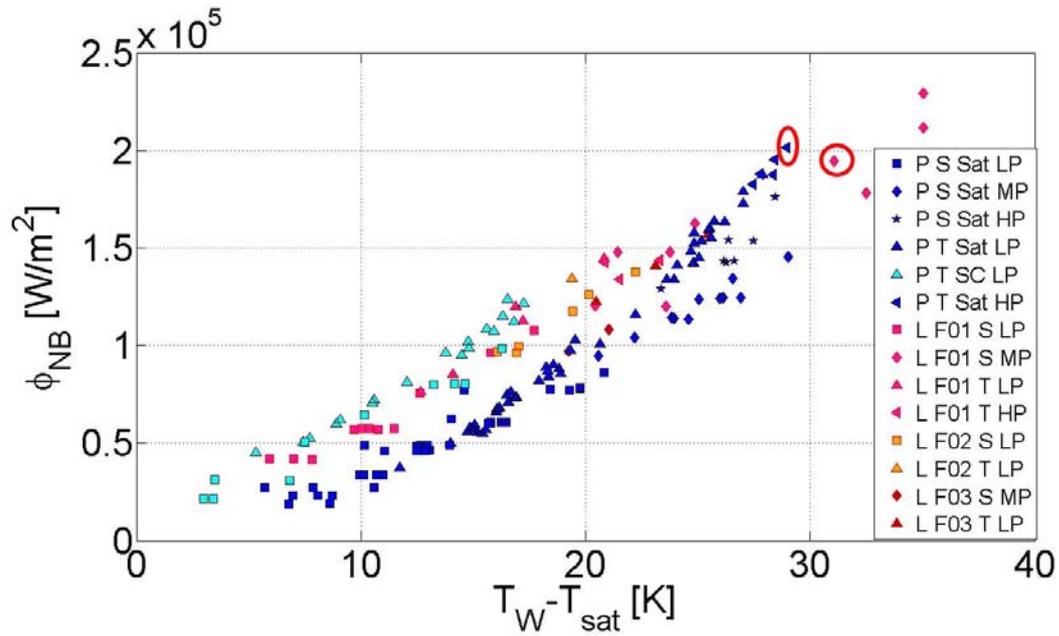


FIGURE 4.50 – Résultats expérimentaux pour les tests en boucle, valeurs moyennes.

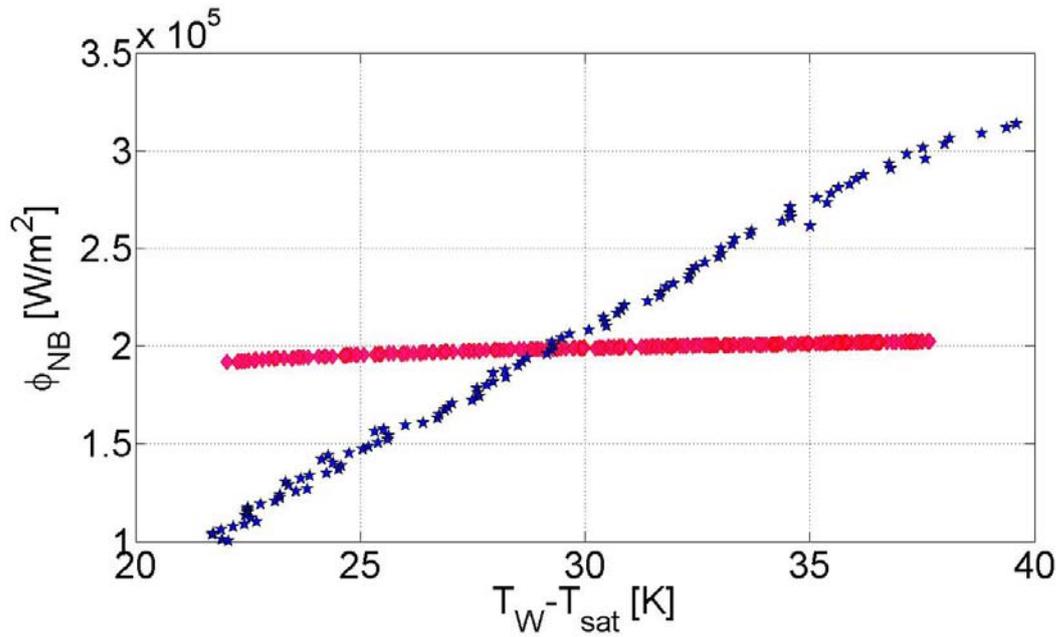
La figure 4.51(a) montre toujours les valeurs moyennes. On observe que les tests en boucle sont aux mêmes niveaux de température et flux que les tests en vase sous refroidis. Dans ces deux cas, le flux passé au fluide est plus qu'en vase à saturation, car ces conditions favorisent les échanges. Les essais sous refroidis et les essais en boucle se distribuent selon une ligne qui est parallèle à celle constituée par les tests en vase à saturation. Quand le flux augmente, la température de paroi augmente de la même façon en vase et en boucle si on regarde les signaux carrés. Par contre, l'augmentation est plus marquée en boucle que quand on applique un signal triangulaire en vase, au delà de 20K environ. Ce fait peut être justifié si on considère qu'on est en train de comparer des valeurs moyennes pour des signaux triangulaires (vase) et carrés (boucle). Quand la puissance augmente au cours du temps il est plus facile de l'évacuer que quand on applique un créneau. La figure 4.51(b) montre l'évolution complète pour deux des tests. Quand on prend la valeur moyenne, on perd l'information sur la vitesse de montée du flux et de la température ainsi que de la durée de l'essai.

4.4.4 Conclusions

- Parmi les essais effectués, ceux où la puissance employée est de forme carrée et de faible intensité, présentent des température d'ébullition nucléée et des flux stables. Le régime est donc considéré station-



(a) Résultats expérimentaux pour les tests en boucle et en vase, valeurs moyennes, comparaison. Les tests mis en évidence en vert sont ceux de la figure 4.51(b).

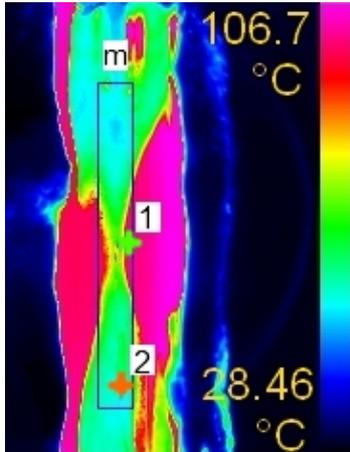


(b) Tests d'exemple : la différence entre le signal carré et le signal triangulaire sur l'évolution du flux en fonction de la température est mis en évidence.

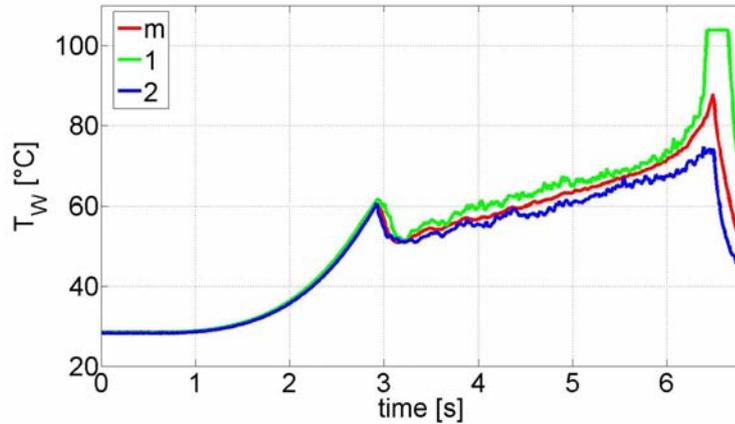
FIGURE 4.51 – Comparaison des résultats en vase et boucle.

naire.

- Les tests à signal carré de forte intensité et à signal triangulaire montrent un régime d'ébullition nucléée transitoire. Les flux deviennent de plus en plus élevés quand la vitesse de montée en température augmente.
- La gamme de surchauffes va de $5K$ à $35K$ environ pendant cette phase.
- Les essais en vase à saturation présentent des flux plus bas que les tests en boucle et que ceux où il y a un sous refroidissement.
- Les essais stationnaires montrent un bon accord avec les corrélations de Forster et Zuber (éq. 1.49 et éq. 1.50). La constante est modifiée pour tenir compte du fait qu'on travaille avec le HFE7000 et pas avec les fluides testés par les auteurs.
- Quand il y a un sous refroidissement, pour le cas stationnaire, la corrélation de Forster et Zuber dans la forme adimensionnelle (l'expression 1.49) reste bien adaptée à décrire les données si on tient compte du sous refroidissement à travers le nombre de Jakob (éq. 4.2).
- Quand il y a l'écoulement, la relation de Chen donne un bon accord à $0.1l/s$ et $0.2l/s$.
- La sensibilité au débit dans nos essais en boucle est moins importante que la sensibilité à la puissance de chauffe.
- Les résultats expérimentaux en termes de flux et température en vase sous refroidis sont superposés aux résultats en boucle.
- L'effet du sous refroidissement est donc comparable à l'écoulement sous refroidi, compte tenu que pour les tests en boucle le sous refroidissement est moins important.
- Pour les tests en conditions transitoires, on continue à voir une différence entre cas sous refroidis et saturés. Le sous refroidissement augmente les flux sortants du clinquant de la même façon que l'écoulement.
- Les tests à signal carré transitoires sont en bon accord avec les résultats d'Auracher. Le flux augmente si l'augmentation de la température de paroi au cours du temps, croît.
- Si on considère les valeurs moyennes de température et flux les essais transitoires se situent à des flux et des températures plus élevés que les essais stationnaires et une régression linéaire décrit tous les points, stationnaires et transitoires.
- L'accord avec les données d'Auracher est moins bon quand il y a de la convection forcée, parce que les flux sont plus élevés. L'allure reste par contre la même.
- Il n'y a pas d'accord avec les courbes d'Auracher quand les signaux employés sont triangulaires, car dans ce cas les conditions de travail sont très différentes. Auracher travaille à température contrôlée alors que dans le cas expérimental, la température croît parce que la génération de puissance est progressive. De plus, il n'est pas possible d'avoir une courbe stationnaire issue d'un signal triangulaire pour comparer les résultats.
- Pour les tests triangulaires, il y a moins de sensibilité du flux au taux de montée en température de la paroi.



(a) Image IR de la feuille métallique. On voit le film de vapeur (taches roses) se développer à partir des côtés.



(b) Profils de température aux différents endroits de la feuille.

FIGURE 4.52 – Test à signal triangulaire et haute puissance. Le régime d'ébullition en film est atteint. le rectangle correspond à la zone où la valeur moyenne est calculée. 1 et 2 sont les autres endroits d'évaluation.

4.5 Flux critique et ébullition en film

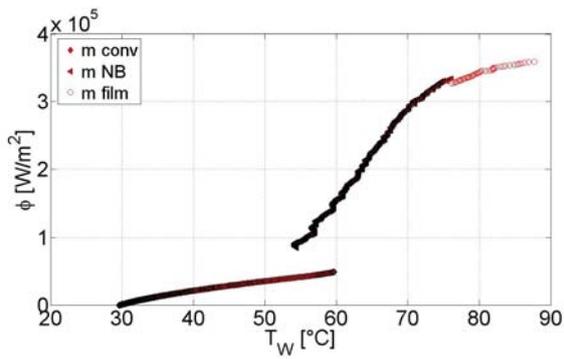
4.5.1 Considérations préliminaires

Quelques essais « longs » ont été réalisés en utilisant une puissance suffisante pour passer à l'ébullition en film. Les essais rapides arrivent toujours à ce régime et ils seront analysés par la suite.

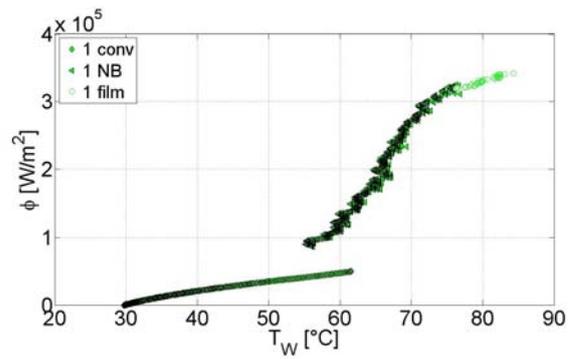
Quand on arrive à la crise d'ébullition, la feuille métallique chauffée monte très rapidement en température. La puissance imposée par effet Joule doit être évacuée et le système compense la diminution du coefficient d'échange avec une augmentation de la surchauffe. Dans ces conditions, le montage risque d'être endommagé. Pour cette raison, les essais sont arrêtés dès le passage à l'ébullition en film et on n'a pas de tests où ce régime est bien établi. Vu que le film de vapeur se développe localement, comme on peut voir sur les figures 4.52(a) et 4.54(a), il est possible de tracer des évolutions de température de paroi spécifiques à un certain endroit de la feuille et la valeur moyenne de la zone d'analyse n'est plus représentative.

Afin de mieux caractériser les transferts locaux, on peut tracer les profils de température d'une feuille de clinquant à différents endroits (fig. 4.52(b) et fig. 4.54(b)). Là où le film de vapeur empêche le refroidissement, la température est très élevée et la camera infrarouge arrive à saturation. Pour éviter ce problème, dans le futur il faudra protéger avec un filtre le capteur, sachant que cette solution va aussi atténuer le signal infrarouge à basse température et on risque de ne pas pouvoir tracer toute l'évolution.

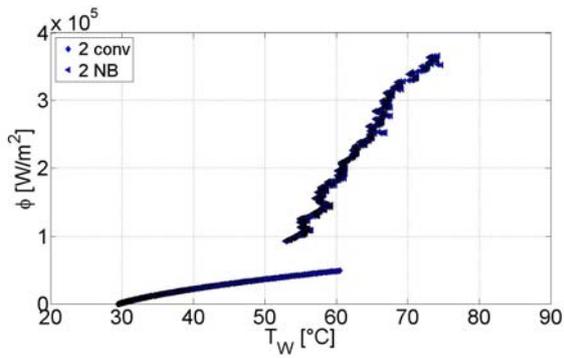
La figure 4.53 montre l'évolution du flux pour les différents points de la figure 4.52(a). Il s'agit d'un test à signal triangulaire. On observe une première phase où les échanges se font avec le liquide et où les trois points montrent le même comportement. On constate ensuite qu'à l'endroit où le film de vapeur se développe (point 1) moins de flux est évacué vers le HFE7000 qu'au point 2, qui va rester en ébullition nucléée. Sa température donc croît plus rapidement. Une fois que la crise d'ébullition est atteinte, le flux transmis diminue. Le flux du



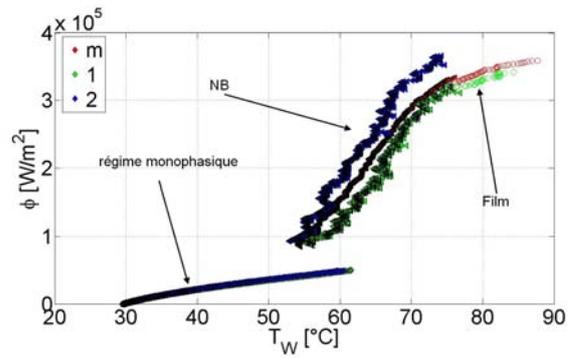
(a) Moyenne spatiale.



(b) Point passant en régime d'ébullition en film.



(c) Point où l'ébullition nucléée continue.

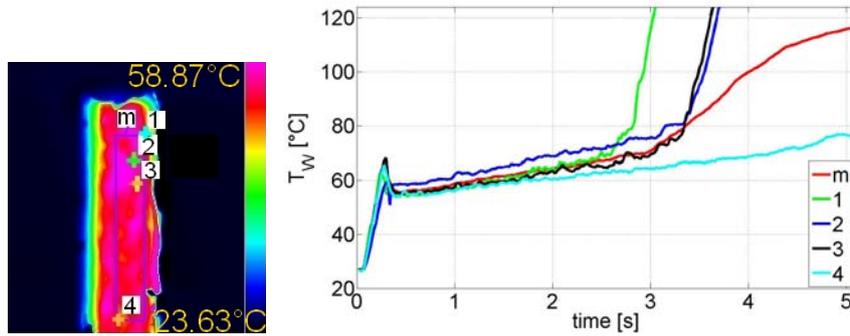


(d) Ensemble.

FIGURE 4.53 – Test à signal triangulaire. Le régime d'ébullition en film est atteint.

point 1 ne correspond clairement pas au flux moyenné sur la zone d'étude, tracé en rouge sur la figure 4.53. Même si la puissance électrique volumétrique est la même partout dans le clinquant, la vitesse différente de montée en température locale change la valeur du flux sortant vers le liquide. La différence entre la température du point 2 et la température moyenne n'est pas très grande car le point 2 ne voit le film de vapeur que vers la fin du test.

On remarque aussi que le flux est continu. On pourrait s'attendre à un décrochage de la courbe comme à la transition des échanges monophasiques vers l'ébullition nucléée. Ce comportement vient du fait qu'on contrôle le flux au moyen de la puissance injectée et le système augmente sa température pour l'évacuer. Quand on a le changement de phase, les échanges s'améliorent, alors qu'ici le film de vapeur affaiblit le coefficient d'échange. La température continue alors à augmenter.

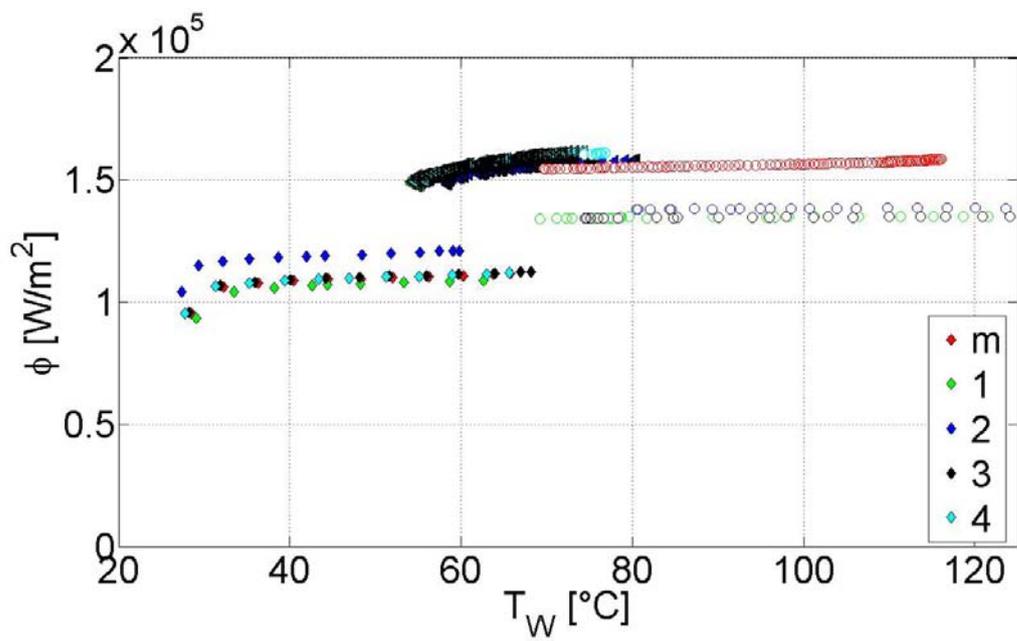


(a) Points examinés sur la feuille.

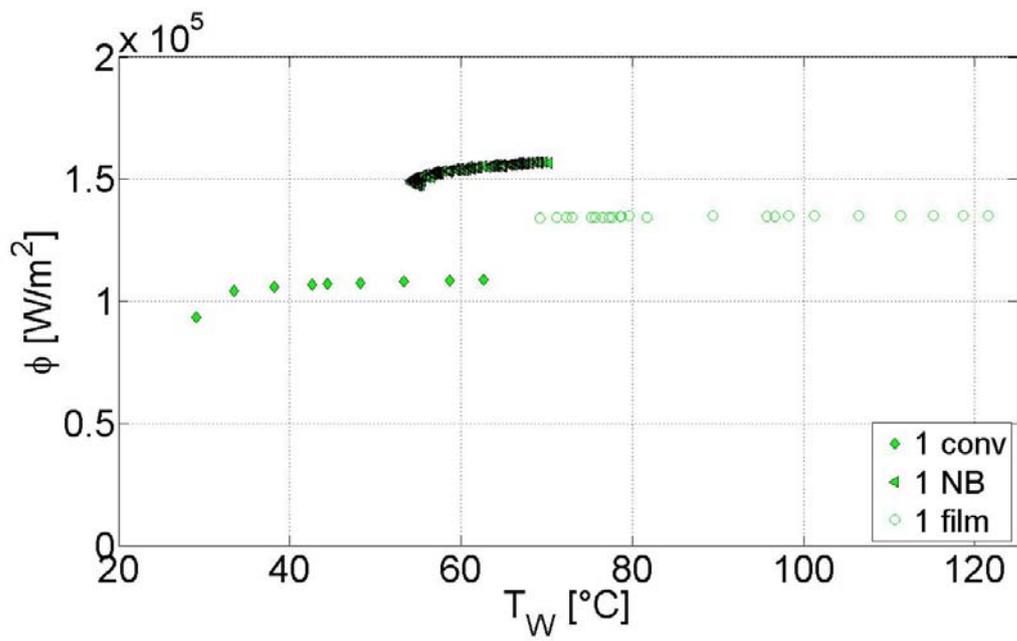
(b) Profils de température.

FIGURE 4.54 – Test à signal carré. Le régime d’ébullition en film est atteint.

Les mêmes considérations peuvent être faites pour un test carré à haute puissance (fig. 4.54 et 4.55). Dans ce cas on voit mieux la différence entre le flux moyen et celui du point où le film de vapeur apparaît en premier. Le fait que la différence soit plus évidente est lié au temps plus long laissé au développement du film avant la fin de l’essai.



(a) Évolution du flux pour les différents points.



(b) Evolution du flux où le film arrive d'abord.

FIGURE 4.55 – Test à signal carré. Courbes de flux et température.

Dans la suite on examinera d'abord les profils moyennés dans l'espace, mais il faut garder à l'esprit que les valeurs de température pourront être sous estimées pour l'ébullition en film. Pour cette raison, on fera aussi une analyse locale.

4.5.2 Flux critique et ébullition en film

CHF

La figure 4.56 montre l'évolution du flux et de la température de paroi moyennée dans l'espace pour des essais à haute puissance en vase où le régime d'ébullition en film est atteint. On voit que le flux décroît quand

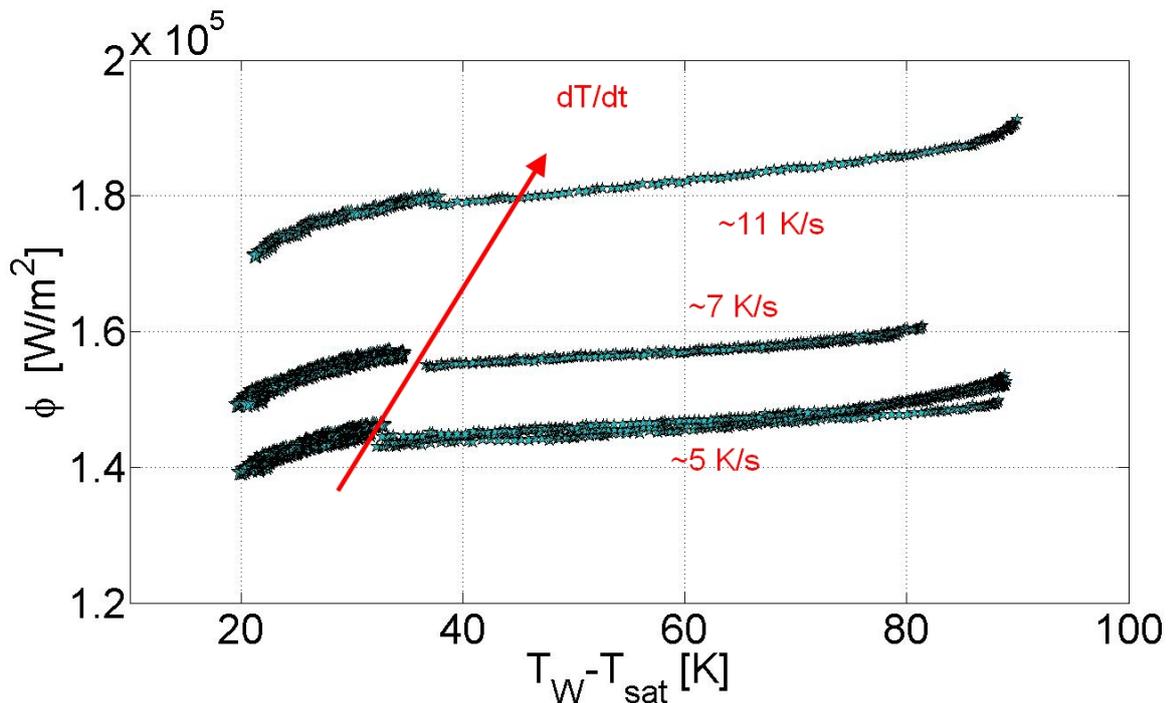


FIGURE 4.56 – Flux et température, ébullition nucléée et en film.

on passe à l'ébullition en film. Il existe un décrochage autour de $35/40\text{K}$ de surchauffe. En outre, on voit que le flux, donc aussi le flux critique, est plus élevé quand le taux de montée en température est plus élevé. Le flux critique correspond au dernier point avant le décrochage. On peut se référer à la valeur de dT/dt évalué pendant la partie d'ébullition nucléée (les valeurs de la figure 4.56 sont évaluées sur cette phase). Il est intéressant de comparer les données expérimentales avec les courbes d'Auracher au flux critique. On divise le flux en régime transitoire avec le flux qu'on aurait à la même surchauffe si on prolongeait la courbe stationnaire ($\phi_{CHF,trans}/\phi_{CHF,stat}$ sur la figure 4.57). On trouve que le flux adimensionnalisé est plus bas dans notre cas (fig. 4.57), mais, cohérentement avec les données d'Auracher et coll., le rapport n'est jamais en dessous de 1. L'extrapolation de la valeur du flux critique à partir des résultats du régime permanent peut être critiquée, car on n'a pas prolongé la courbe expérimentale jusqu'à ce seuil. En fait la valeur du flux critique stationnaire

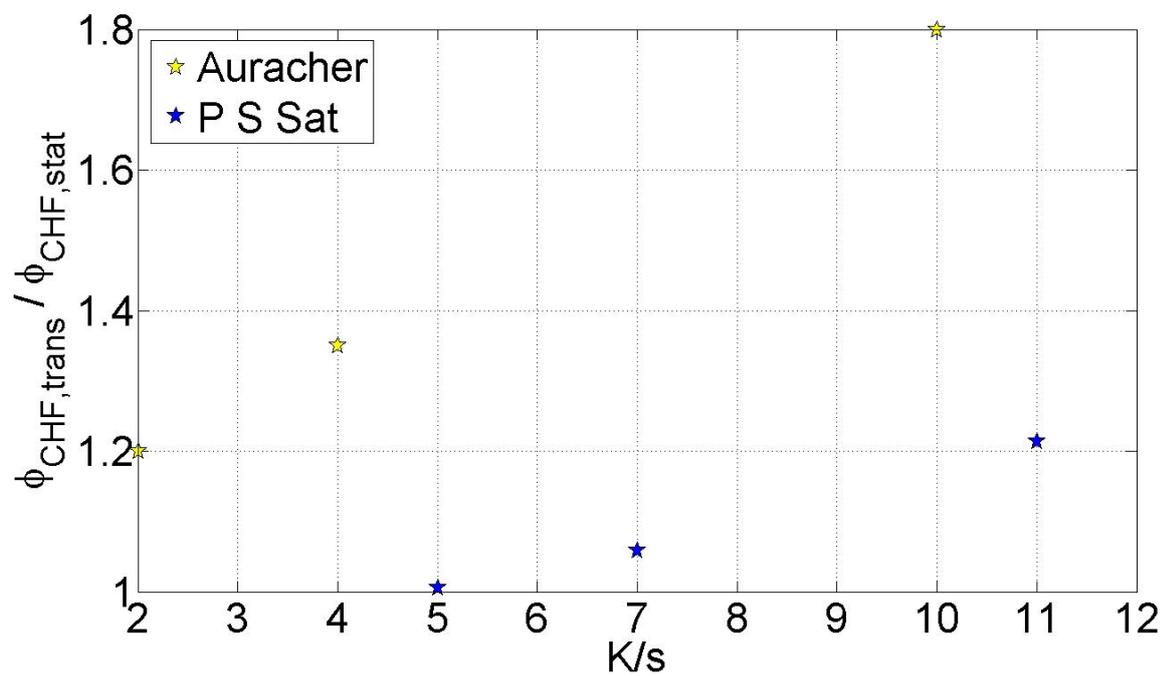


FIGURE 4.57 – Flux transitoire divisé par le flux critique du régime permanent. Comparaison avec Auracher et coll [4].

est calculé à partir de la modélisation des points expérimentaux dont on dispose. Si on disposait de conditions stationnaires expérimentales jusqu'au flux critique, cela permettrait de faire une meilleure comparaison. De plus, il faut rappeler qu'Auracher contrôle la température alors que dans notre cas, c'est le flux à être imposé. On peut essayer de tracer le flux critique en utilisant les corrélations de Zuber (éq. 1.66), Lienhard et Dhir (Lienhard et Dhir utilisent 0.149 au lieu de 0.131, dans l'éq. 1.66), et Haramura et Katto (éq. 1.69), mais ces expressions ne sont pas du tout adaptées à un régime transitoire avec configuration verticale d'un réfrigérant. Donc, le flux calculé n'est pas du tout du bon ordre de grandeur. On se rapproche du flux critique calculé selon l'expression de Zuber (éq. 1.66), quand on examine les essais à puissance de forme triangulaire en vase. La figure 4.58 montre ces flux expérimentaux et la comparaison. Probablement la dynamique plus lente de ces tests permet de se rapprocher plus des corrélations. Les corrélations sont adaptées à un contrôle en température alors que le flux est imposé dans notre cas. Il est important de rappeler que le flux critique en régime permanent

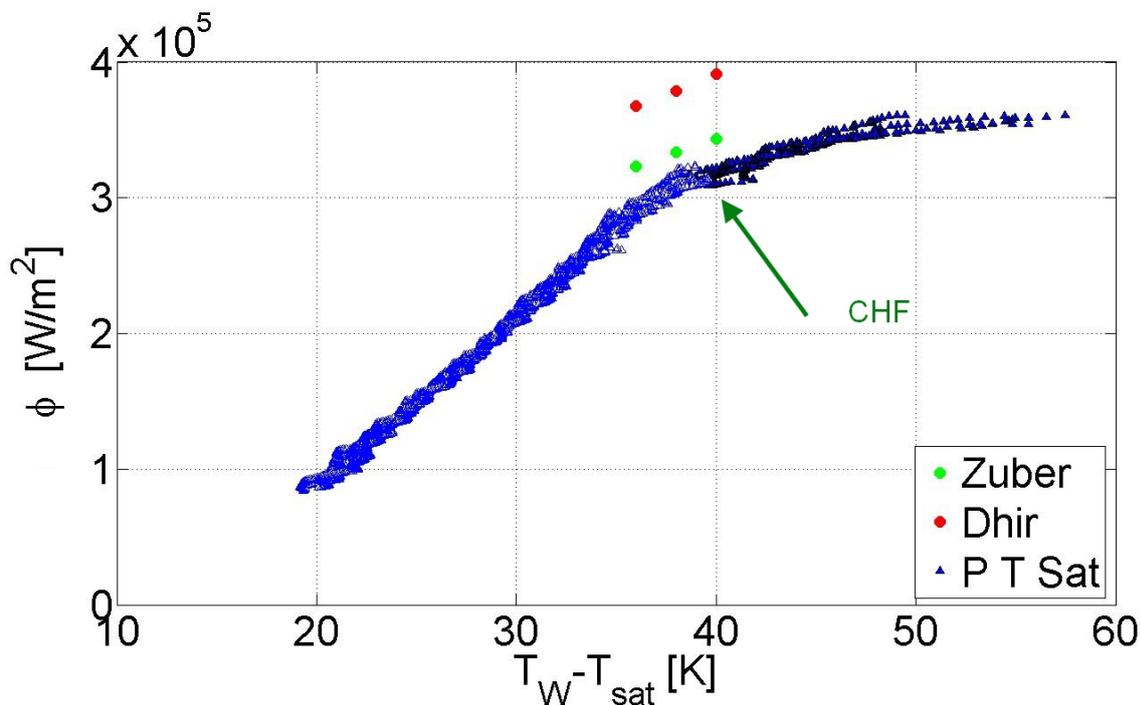


FIGURE 4.58 – Flux et température, ébullition nucléée (triangles blancs) et passage à l'ébullition en film (triangles bleus). Le flux critique est le flux le plus élevé avant l'ébullition en film. Comparaison avec les corrélations de Zuber et Dhir pour le calcul du flux critique.

est le flux le plus élevé qu'on peut évacuer en ébullition nucléée. Dans le cas transitoire, c'est le flux le plus haut instantané. Quand on calcule le flux sortant de la feuille métallique, on tient compte de la variation de l'énergie de la feuille même. La chaleur générée est composée du flux sortant vers le liquide et du terme de variation d'énergie qui est proportionnel à la valeur de dT/dt dans la feuille. Plus le phénomène est transitoire, plus la variation de la température dT/dt sera élevée, et donc moins de flux sera passé au fluide. Cela justifie le fait qu'on trouve des valeurs bien plus faibles que dans le cas stationnaire. De plus, on impose un flux, donc on n'a pas de moyen de contrôler la variation de température de l'élément chauffant, comme Auracher. D'ailleurs

ce contrôle ne serait pas possible car il faudrait régler la puissance électrique en fonction de la température de paroi et ce réglage serait trop long par rapport aux temps les plus courts de nos expériences.

On peut aussi comparer les données en boucle avec la corrélation de Katto et Ohno, qui est valable pour les réfrigérants. La figure 4.59, où les courbes des essais à puissance triangulaire qui vont jusqu'au régime d'ébullition en film, sont tracés, montre qu'il y a un bon accord. Avec les propriétés du HFE7000 de la vapeur à saturation, le flux critique calculé est $1.9 \cdot 10^5 W/m^2$, alors que l'on est légèrement au dessus dans le cas expérimental. Celui-ci n'est pas en conditions stationnaires et ça pourrait justifier l'écart. On note que les tests sont à puissance triangulaire et on rappelle qu'en vase aussi c'est le cas où on a le meilleur accord avec les flux prédits.

Ebullition en film

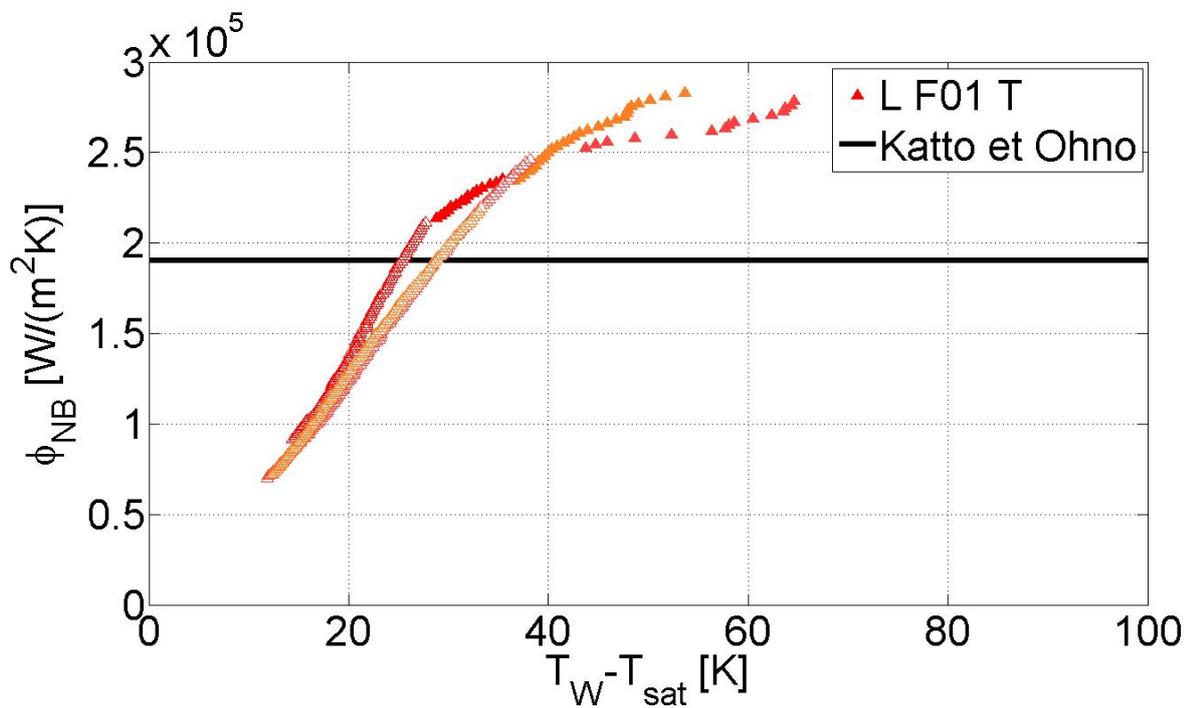


FIGURE 4.59 – Flux et température, ébullition nucléée en film, en boucle. La partie d'ébullition nucléée est avec les symboles blancs. Le flux critique est le flux le plus élevé de cette phase.

La figure 4.60 montre les courbes du flux d'ébullition en film tracées en fonction de la température pour les tests en vase et en boucle effectués. Les tests en vase à signal carré sont ceux où le flux est le plus bas. On voit que la gamme de température n'est pas la même pour tous les essais mais ceci est dû à la moyenne spatiale qu'on effectue et à la durée différente des tests qui fait que le film peut se développer plus ou moins.

Si on compare les flux en ébullition en film en vase avec les corrélations de Bromley (éq. 1.76) et Berenson (éq. 1.80), on trouve que les flux mesurés sont beaucoup plus élevés que ceux calculés. Avec une surchauffe de $50K$, la relation de Bromley donne un flux de $5 \cdot 10^4 W/m^2$, par exemple. Cela n'est pas étonnant, vues les conditions très instables qu'on a dans les expériences. Le film de vapeur n'occupe qu'une petite partie de la

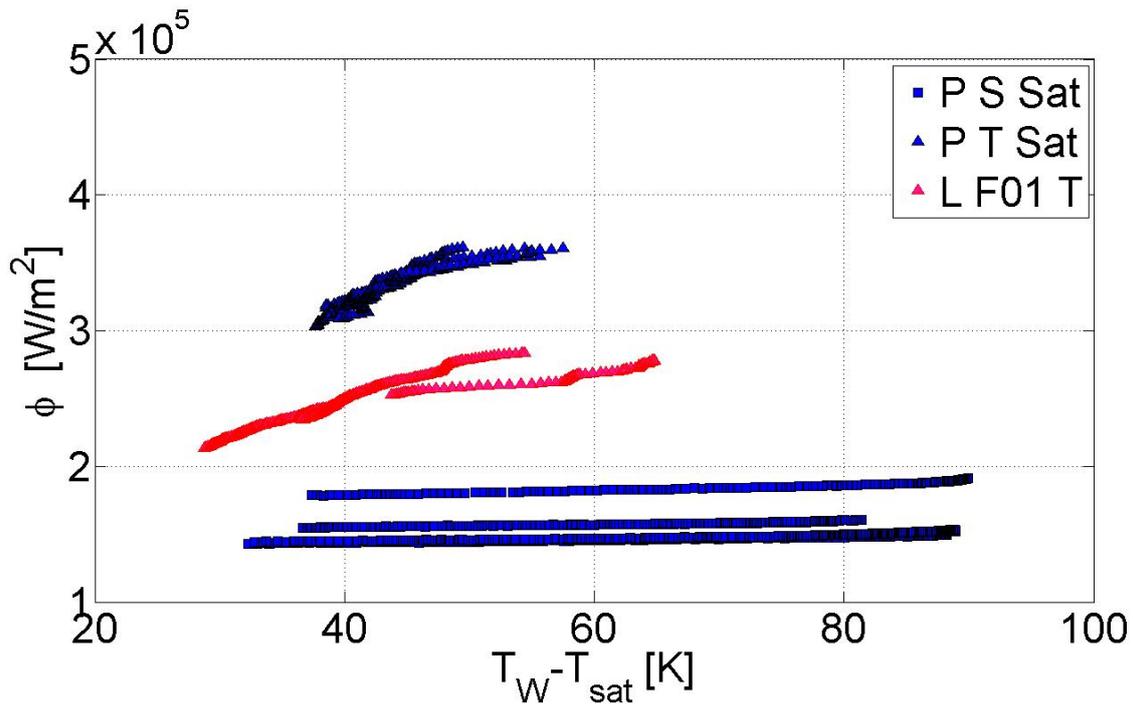


FIGURE 4.60 – Flux et température, ébullition en film.

surface de feuille métallique. Ces corrélations sont valables pour des films établis. L'expression 1.79 de Hsu et coll. n'est pas utilisable car le nombre de Reynolds de la vapeur Re_V est bien plus haut que la gamme indiquée de validité, pour les flux en jeu. La relation de Dhir et coll. 1.81 n'est pas adaptée aux conditions de nos essais en boucle, les nombres de Reynolds étant bien plus élevés que la gamme préconisée. Si enfin on calcule le flux à partir de la relation de Sakurai et coll. 1.86, qui est pour des cas transitoires, on trouve que, pour 50K de surchauffe le flux est de $3.3 \cdot 10^4 W/m^2$, donc toujours trop bas par rapport aux expériences. Il faut par contre rappeler que cette expression est évaluée pour le cas du collapse d'un film de vapeur en eau pressurisée et, donc, pas du tout adaptée à notre cas. Pour conclure, on ne trouve pas de corrélations adaptées au calcul du flux en conditions transitoires, à flux imposé, en vase et à pression atmosphérique pour le HFE7000.

On peut par contre calculer le flux minimum d'ébullition en film stable, pour voir si nos flux sont effectivement plus élevés car on est en transitoire et car on contrôle le flux, grâce par exemple à l'expression 1.84. Ce flux est de l'ordre de $2.5 \cdot 10^4 W/m^2$ à 30K de surchauffe et $4.4 \cdot 10^4 W/m^2$ à 50K de surchauffe. Il s'agit de valeurs basses par rapport aux flux mesurés. On impose le flux, donc on ne passe pas par une phase d'ébullition de transition, où le flux sortant baisserait, et donc on est à des valeurs élevées de flux. De plus, la relation employée n'est pas adaptée au cas d'un réfrigérant et d'une paroi verticale.

Enfin, on peut calculer la température de Leidenfrost, $T = 27/32 \cdot T_C = 369K, 96^\circ C$, selon Spiegler [62]. Avec l'éq. 1.82 proposée par Sakurai on obtient $82.8^\circ C$. Quand on est au-delà de cette limite, le film est stable. Comme on peut voir sur les figures 4.52(b) et 4.54(b), quand le film de vapeur se développe, on dépasse cette valeur de température. Donc ces relations donnent des bonnes limites en terme de température. Par contre, on n'arrive jamais à avoir toute la feuille métallique chauffée jusqu'à ce point.

Analyse locale Jusqu'à présent on s'est intéressé aux valeurs moyennées spatialement. Il est intéressant de regarder les conditions locales du flux et de la température où le film se développe. Localement, en fait, on peut vérifier si on arrive à prédire le flux sortant vers le fluide grâce aux équations régissant l'écoulement de la vapeur et le champ de température dans le film (voir la section 1.6 pour les détails). On néglige les termes d'advection et de convection. En particulier, on trouve que le coefficient d'échange local vaut :

$$h(z) = \left(\frac{\lambda_V h_{LV} g(\rho_L - \rho_V)}{4(T_W - T_{sat})\nu_V z} \right)^{1/4} \quad (4.4)$$

en fonction de la longueur du film de vapeur z .

On considère à nouveau la figure 4.54 et on va comparer le coefficient d'échange ainsi évalué, en fonction de z , avec les valeurs réelles des différents points. La figure 4.61 montre que pour des valeurs de z de $0.1\mu m$ et $1\mu m$ on trouve un coefficient d'échange correspondant à la valeur expérimentale, pour les points 1 et 2 où le film se développe. Ces valeurs de z sont petites. Il faudrait considérer les termes advectifs et de convection

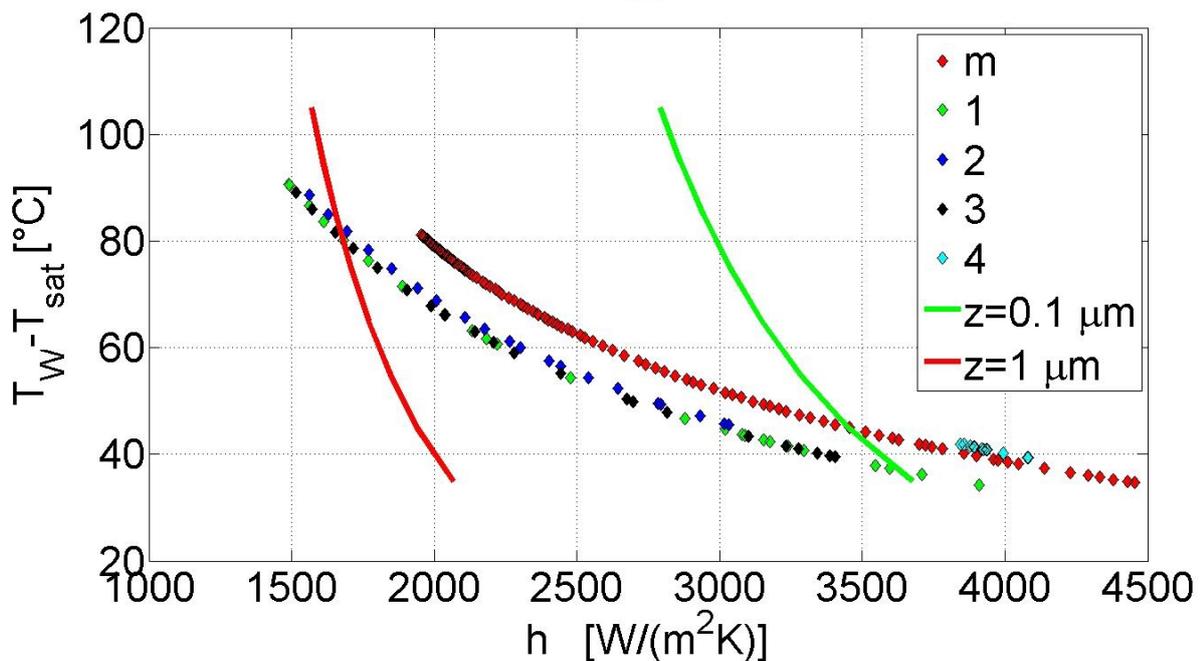


FIGURE 4.61 – Coefficient d'échange et température, ébullition en film, comparaison avec le calcul analytique de h .

pour améliorer le calcul.

On observe qu'il y a un bon accord entre h calculé et réel à partir de $40K$ de surchauffe. Cela est cohérent avec le fait qu'en dessous de cette température, on n'a pas une surchauffe suffisante pour stabiliser le film.

Le coefficient d'échange diminue au cours du temps. En fait la température de la paroi augmente alors que le

flux reste à peu près constant. Cela est cohérent avec le fait que la couche de vapeur devient plus épaisse. On peut aussi tracer l'épaisseur de la couche de vapeur et la variation de z en fonction du temps. Le temps est référé à la courbe de température (fig. 4.54(b)). L'épaisseur de la couche de vapeur est présentée sur la figure 4.62. L'expression pour l'évaluer est la suivante :

$$\delta = \left(\frac{\lambda_V (T_W - T_{sat}) 4 \nu_V z}{h_{LV} g (\rho_L - \rho_V)} \right)^{1/4} \quad (4.5)$$

On voit qu'elle est de quelques microns et qu'elle croît linéairement. Au début, le film de vapeur est très fin, mais il augmente son épaisseur rapidement. La pente varie peu après les premiers instants. La figure 4.63

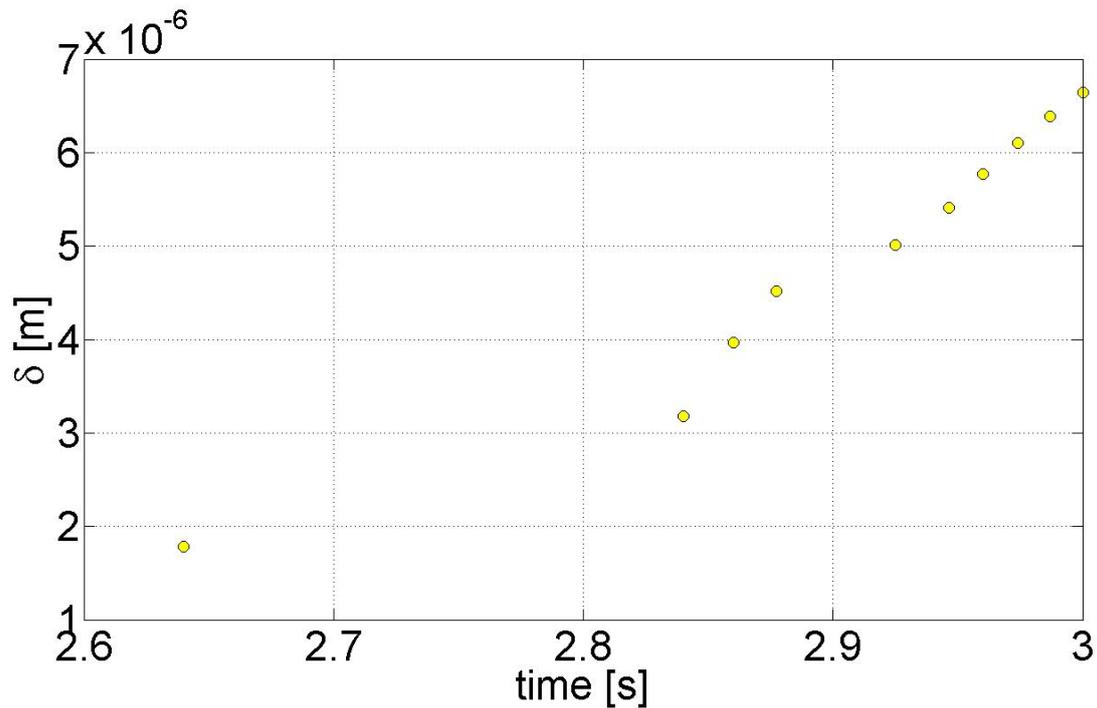


FIGURE 4.62 – Temps et épaisseur de la couche de vapeur.

montre la position du film de vapeur en prenant comme point « zéro » le point où il se forme. Sa position est évaluée à partir de la figure 4.61, en se plaçant entre les deux limites de $0.1\mu m$ et $1\mu m$. La connaissance de la position du film de vapeur permet d'estimer sa vitesse de déplacement. Le film descend le long du clinquant à $6/7\mu m/s$ entre $2.9s$ et $3s$. Pendant les premiers instants, il avance à $0.5\mu m/s$. Le film accélère et cela vient du fait que la vitesse de montée en température est très élevée au-delà de $80^\circ C$ de température de paroi.

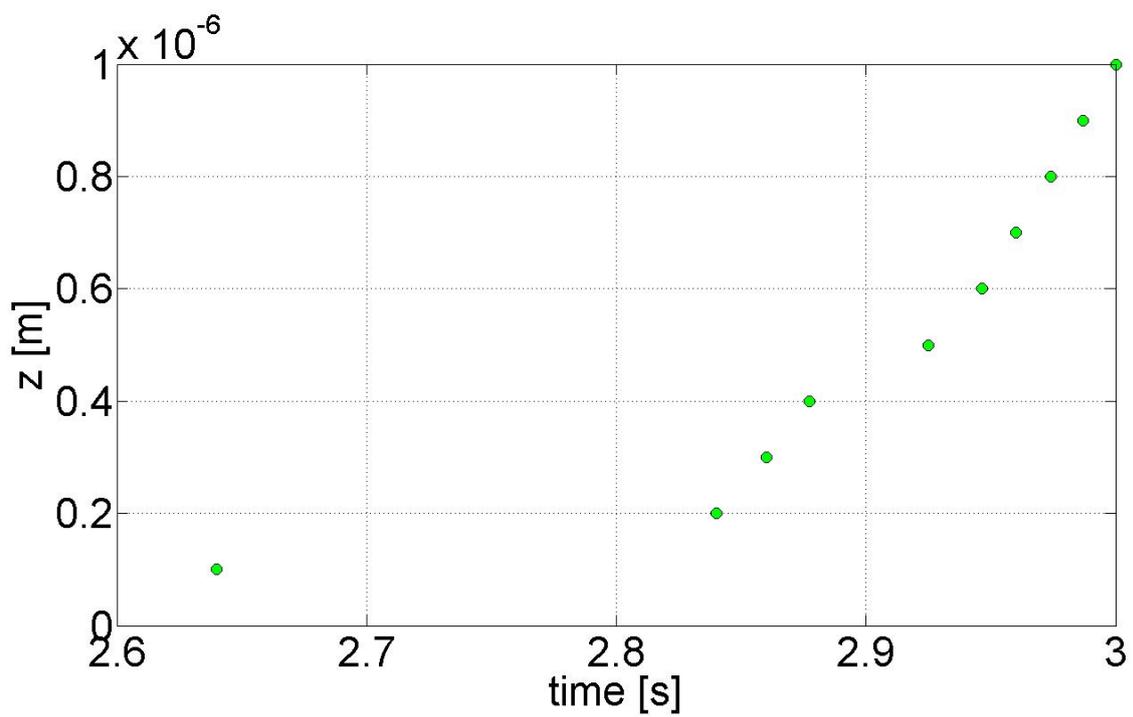


FIGURE 4.63 – Distance au point de formation du film en fonction du temps.

La figure 4.64 montre le développement du film de vapeur comme il apparaît sur les images infrarouge. Le film se développe à partir du coin haut du champ de vision et il descend le long du clinquant. Les images se réfèrent aux instants après la saturation de la caméra, où on n'a plus l'information sur le niveau de température.

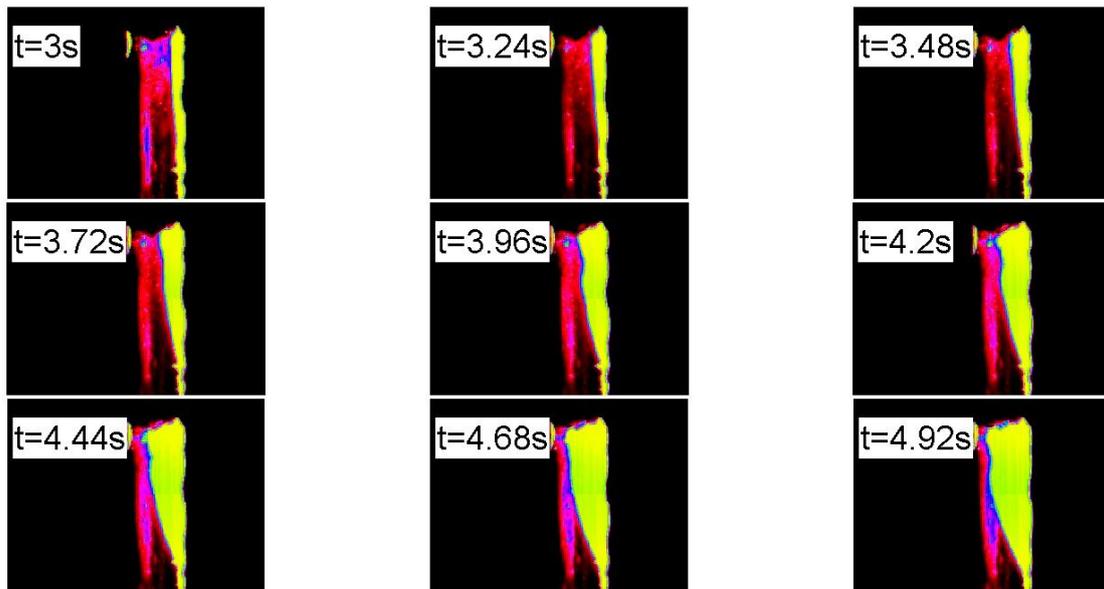


FIGURE 4.64 – Film de vapeur, images IR.

La même analyse peut être faite par rapport au test à signal triangulaire de la figure 4.52. Dans ce cas on sous estime le coefficient d'échange avec les calculs analytiques qui négligent les termes d'advection et convection. Il faudrait, donc, en tenir compte pour améliorer le calcul de h . Enfin, quand on a l'écoulement, il faudrait changer la condition à l'interface liquide vapeur dans le calcul pour prendre en compte la vitesse de l'écoulement. Dans le futur, il sera intéressant d'effectuer ces calculs pour voir si on trouve un bon accord comme dans le cas en vase avec un signal carré.

4.5.3 Tests rapides

On s'est intéressé aux tests rapides, de durées comprises entre $0.1s$ et 0.5 par rapport au déclenchement d'ébullition (section 4.3.4, page 190).

Maintenant, on va se focaliser sur la partie d'ébullition en film. Le film de vapeur se développe soit par coalescence des bulles à la paroi, pour les tests dont la durée est supérieure à $0.1s$, soit par combinaison de l'ébullition à la paroi et de la nucléation au sein du liquide. Le film de vapeur couvre de suite toute la paroi et il est stable. Pour les essais longs le film de vapeur arrive à $1mm$ d'épaisseur environ. Son épaisseur est de l'ordre de $0.3 - 0.4mm$ pour les tests plus rapides (on fait référence au test analysé en détail dans la section 4.3.4) . Ces valeurs ne correspondent pas à celle qu'on aurait en approximant $\delta_{film} = \lambda_V/h$, où h est le coefficient d'échange et λ_V la conductivité thermique de la vapeur.

On peut analyser les régimes d'ébullition en film de la même façon que pour les tests longs, en utilisant les expressions de l'épaisseur (éq. 4.5) et du coefficient d'échange (éq. 4.4) analytiques.

Prenons les cas des tests « long », de $0.5s$ de durée. Dans ce cas il faut augmenter z à quelques dizaines de cm pour trouver les mêmes ordres de grandeur de h . La valeur de la longueur si élevée vient du fait que les fortes températures atteintes après des temps très court, donnent des couches de vapeur de la même taille que si on montait doucement sur des longueurs chauffées plus grandes. La figure 4.66 montre les coefficients d'échange en fonction de la surchauffe calculés et expérimentals. L'épaisseur du film de vapeur est présentée sur la figure 4.65. On trouve une épaisseur un peu plus fine mais du bon ordre de grandeur.

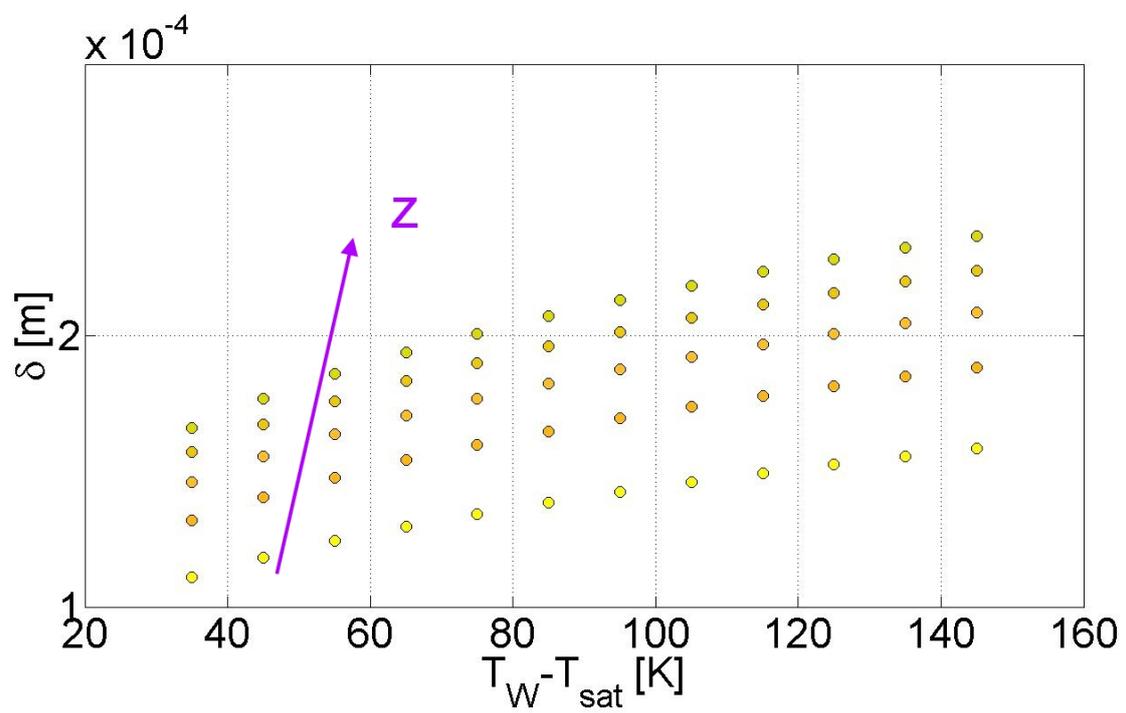


FIGURE 4.65 – Epaisseur du film de vapeur.

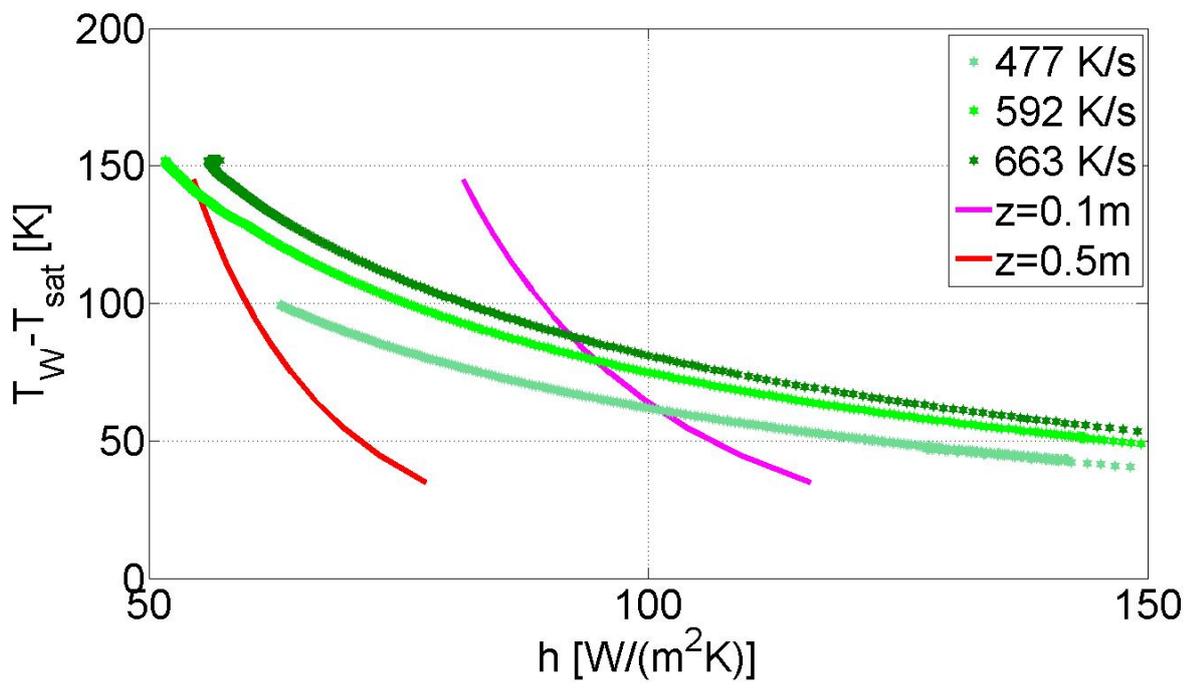


FIGURE 4.66 – Valeurs du coefficient d'échange.

Pour les essais très rapides, les valeurs de h sont sous estimées par les expressions données analytiques. Il faudrait tenir compte de la vitesse au sein de la vapeur. Les valeurs du coefficients d'échange pour les tests en question, sont données sur la figure 4.67.

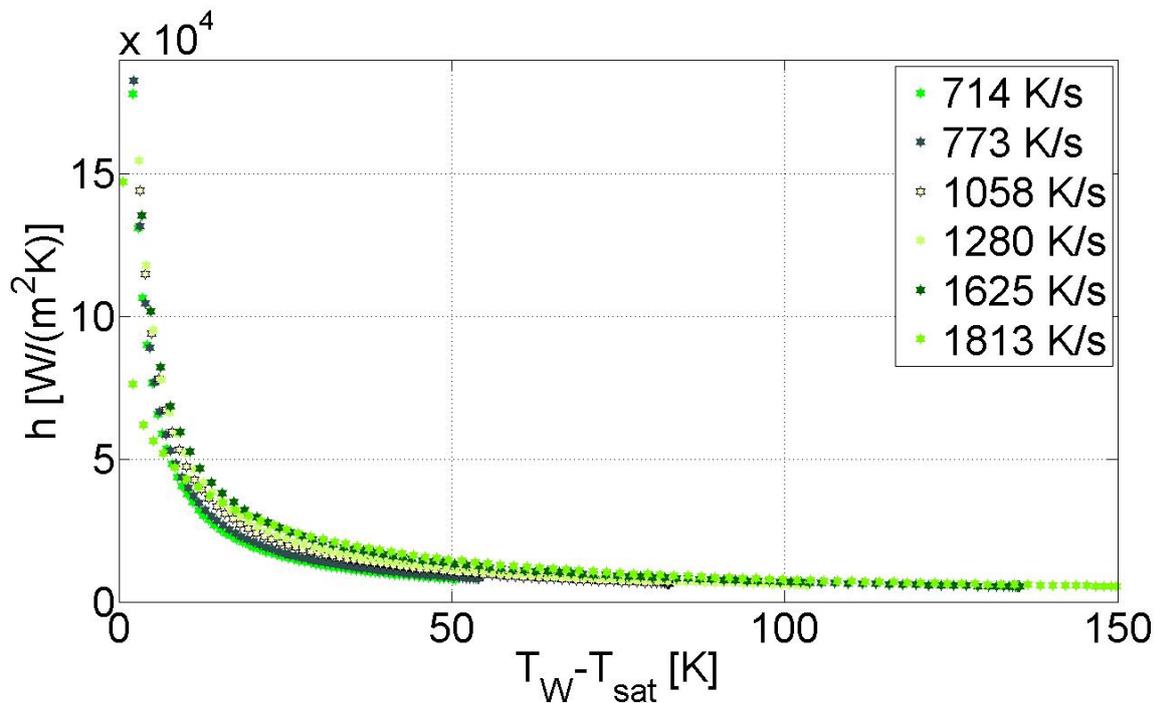


FIGURE 4.67 – Coefficient d'échange.

4.5.4 Conclusion

- La crise d'ébullition et le régime d'ébullition en film ne sont atteints que pour quelques essais et dans des conditions transitoires.
- La crise d'ébullition se produit lorsque le système n'arrive pas à évacuer la chaleur générée. La température augmente jusqu'au passage à l'ébullition en film.
- Vu que la génération de chaleur est imposée, le flux ne change pas beaucoup lorsqu'on passe en film, car le seul changement lorsque la crise est atteinte, vient de la variation de l'énergie interne du clinquant. Elle dépend de la valeur de dT/dt , qui change quand on arrive à l'ébullition en film.
- Les corrélations de Zuber, pour le cas en vase, et de Katto et Ohno, avec écoulement, ne donnent pas de flux critiques loin des expériences réalisées avec un signal triangulaire. Les essais à puissance carrée ne sont pas du tout représentés par ces relations.
- Le film de vapeur ne s'étale pas sur toute la paroi pour les essais d'une durée de quelques secondes. On voit que, où il se développe, le flux passé au fluide devient de suite plus faible. Les flux d'ébullition en film transitoire ne sont pas non plus proches des flux calculés pour un régime établi si on considère la moyenne spatiale.

- On arrive à représenter le coefficient d'échange local grâce aux équations de bilan de quantité de mouvement et de conservation de l'énergie dans la couche de vapeur pour le cas des tests à puissance carrée en vase, mais la longueur de développement doit être prise égale à quelques microns. Il faudrait réduire la longueur pour les autres tests. Cela signifie que le modèle purement diffusif n'est pas correct. Il faudrait considérer les termes advectifs des équations et la vitesse du liquide lorsqu'il y a l'écoulement pour améliorer le calcul analytique.
- Les essais rapides montrent le développement du film de vapeur sur toute la paroi. Le coefficient d'échange peut être calculé au moyen des expressions analytiques mais seulement si on considère une longueur de développement de quelques *cm*. L'augmentation de la longueur est nécessaire car les forts transitoires à hautes températures permettent au film d'avoir une taille du même ordre que celle qu'il aurait avec des temps longs et des longueurs chauffées grandes.
- L'épaisseur du film de vapeur ainsi évaluée correspond à celle qu'on trouve dans les visualisations de la caméra rapide.
- Les tests de durée de $0.1s$ ne sont pas représentables de la même façon, le coefficient d'échange étant plus élevé.

4.6 Conclusions

Caractéristiques générales du phénomène d'ébullition dans les essais Dans ce chapitre, on a analysé en détail toutes les parties de la courbe d'ébullition : le régime monophasique, où les échanges sont avec le liquide, le point de déclenchement d'ébullition, l'ébullition nucléée et enfin la crise d'ébullition et l'ébullition en film. L'objectif a été de définir les caractéristiques principales de chaque partie et de souligner les spécificités liées aux régimes transitoires.

On a une seule configuration d'essais où l'on peut considérer qu'on est dans des conditions stationnaires : les tests à puissance carrée de faible intensité où les températures de la phase d'ébullition nucléée sont stables. La possibilité de tracer une courbe d'ébullition stationnaire est importante car elle permet de rapporter les données transitoires à ce cas et de faire une comparaison avec la littérature, en particulier avec l'étude d'Auracher et coll. [4].

Les autres phases de l'ébullition, par contre, sont pour tous les essais dans des conditions transitoires. On a montré que quand les échanges sont monophasiques, on n'atteint jamais des conditions stationnaires et la convection naturelle, en vase, ne peut pas s'établir. La durée de cette première phase évaluée jusqu'au déclenchement de l'ébullition, au dessous de 2s pour tous les tests où le signal électrique est de forme carrée, peut atteindre quelques secondes pour des signaux triangulaires. Même quand elle dure longtemps, on trouve des coefficients d'échange bien plus élevés que pour les régimes établis.

Quand le film de vapeur se développe, on ne lui laisse pas le temps de s'étaler sur la paroi pour éviter d'endommager le montage, donc un régime de film établi ne peut pas être atteint. Pendant les essais très rapides, la couche de vapeur couvre toute la surface, mais la durée réduite de ces essais fait qu'on n'est pas non plus dans des conditions stationnaires.

Principaux résultats En rentrant un peu dans les détails, on peut résumer les caractéristiques de chaque régime de transfert en soulignant le rôle de la vitesse de montée en température de la paroi, du débit et du sous refroidissement sur les échanges thermiques.

Régime d'échange monophasique Quand les échanges se font avec le liquide sans changement de phase, la chaleur est évacuée grâce à la conduction et à la convection couplées. Ce fait a été prouvé grâce à des simulations numériques où les échanges ne sont que par pure conduction instationnaire. Les profils de températures donnés par les simulations ne représentent pas les données des expériences. Les températures étant plus élevées dans le cas simulés, on en conclut qu'il n'y a pas que de la conduction.

Pour les essais en vase, la convection naturelle est causée par le gradient de température au sein du liquide. Lorsque la puissance est injectée progressivement, la température de la feuille métallique monte lentement et ce gradient n'est pas très élevé. La seule conduction permet donc d'évacuer la chaleur pendant les premiers instants. Le temps où la seule conduction intervient est plus court lorsque on utilise une puissance de forme carrée. Dans ce cas, la paroi monte rapidement en température et les mouvements dans le fluide se déclenchent de suite. On a aussi observé que le sous refroidissement favorise la conduction. Quand le fluide est sous refroidi, il y a une différence plus importante de température par rapport aux conditions de saturation, donc on s'attendrait à ce que les mouvements convectifs soient aussi plus significatifs. En réalité, il semble que l'amélioration de la conduction soit plus marquée que l'augmentation de la convection dans ce cas. Pour ce qui concerne l'effet du débit, sa présence détermine des échanges par convection forcée depuis le début des tests, ce qui réduit le

poids de la conduction. En conclusion, on a observé que les échanges avec le liquide se font par couplage de conduction et convection et avec des coefficients plus élevées qu'en conditions stationnaires. Par contre, pour pouvoir analyser en détail le poids de chacun de ces mécanismes, il faudrait effectuer une simulation numérique complète où les mouvements dans le HFE7000, dus à la variation de densité par effet de la température, sont aussi considérés.

Déclenchement de l'ébullition La phase d'échange avec le liquide se termine quand on atteint le déclenchement d'ébullition, qui correspond au point à température la plus élevée après la montée initiale et avant un refroidissement de la paroi important, lié à l'amélioration des échanges. La surchauffe à la paroi quand l'ébullition commence va de $10K$ à $30K$, pour les essais d'une durée de quelques secondes. Ces températures sont largement inférieures à la limite cinétique de surchauffe, qui justifieraient une nucléation au sein du liquide. $30K$ est une valeur asymptotique qui correspond à l'activation des cavités les plus petites de la paroi, de $0.1\mu m$ de taille. Quand la surchauffe est plus faible, les sites activés sont plus grands, car la taille des sites de nucléation dépend de la surchauffe. La valeur de $30K$ est atteinte lorsque les flux sont élevés, ce qui est le cas des essais en vase à puissance carrée élevée. Dans ce cas, la vitesse de montée en température dT/dt est supérieure à $50K/s$. Cette valeur du dT/dt est significative pour les essais en vase. Au dessous, il existe une relation linéaire entre la surchauffe au déclenchement et la vitesse de montée en température, alors qu'au dessus, la valeur asymptotique est atteinte. La valeur de l'énergie passée au fluide jusqu'au déclenchement ne descend jamais au dessous de $1 \cdot 10^4 J/m^2$. Elle est plus élevée pour les essais réalisés dans la boucle. La convection forcée permet d'évacuer plus de chaleur avant le déclenchement de l'ébullition. L'écoulement, par contre, a un fort effet sur l'évacuation de la chaleur si la puissance est de forme triangulaire. La génération de chaleur étant progressive, les effets convectifs ont le temps d'influencer les échanges. Par contre, quand le signal est carré, c'est plutôt l'intensité du signal qui détermine le coefficient d'échange. Pour les essais en boucle, parler d'une valeur asymptotique a moins de sens, même si on trouve une surchauffe de $30K$ quand les flux sont élevés. On n'a pas assez de points pour établir si cette surchauffe constitue vraiment une asymptote et si elle est atteinte à des valeurs de montée en température plus élevées.

Une température de déclenchement peut être identifiée pour les tests rapides aussi. Pour ceux qui durent plus que $0.1s$, la courbe d'évolution temporelle de la température de paroi, présente un point de discontinuité correspondant à l'apparition des bulles sur la paroi. Les températures de déclenchement sont bien plus élevées que celles mesurées dans les autres essais. Les images infrarouge et de la caméra rapide montrent que le déclenchement se produit à partir des cavités de la paroi. Les sites activés, dont la taille dépend de la surchauffe, sont très petits dans ce cas. Par contre, la durée de la phase d'échange thermique avant que l'ébullition ne commence ne descend pas au dessous de $0.1s$ pour aucun des tests considérés.

Pour les essais rapides ayant une durée de $0.1s$ l'ébullition est déclenchée autour de 85° , mais plus tôt dans le temps. Dans ce cas, même si on voit qu'effectivement il y a un embryon de vapeur qui grandit à la paroi, la température de nucléation homogène est dépassée juste après quelques millisecondes et donc on peut considérer que le déclenchement est dû aux deux mécanismes couplés. Le fluide reçoit beaucoup d'énergie (environ dix fois plus que les autres tests en vase) et la formation du film de vapeur est violente.

Il est intéressant d'observer, enfin, une augmentation de la température de déclenchement d'ébullition et des flux jusqu'à ce point lorsqu'on augmente la vitesse de montée en température de la paroi. Cela demeure vrai pour toutes les durées de tests.

Régime d'ébullition nucléée On peut constater un même décalage vers des flux plus élevés des cas transitoires pendant le régime d'ébullition nucléée. Pour les tests où le signal a une forme carrée, l'accord entre les données expérimentales et celles de l'étude d'Auracher et coll. est très bon, bien qu'Auracher contrôle la température de paroi.

En ébullition en vase en régime stationnaire, les résultats expérimentaux sont bien prédits par la corrélation de Forster et Zuber (éq. 4.1) où on a changé la constante pour trouver un bon accord avec les données expérimentales. Pour les essais en vase sous refoidis, cette expression a été adaptée en incluant le sous-refroidissement du liquide. La même expression sert à la modélisation des tests avec sous refroidissement. La différence de température à considérer est un peu moins élevée que l'écart entre la paroi et le liquide. Pour cette raison, on réduit le flux avec un coefficient $\theta < 1$. De la même façon, Chen réduit le poids de l'ébullition lorsqu'il y a un écoulement. C'est l'expression de Chen [19] qui est employée pour modéliser les tests en boucle, en conditions stationnaires.

Les essais en boucle ont un refroidissement plus bas que les essais en vase, mais les points expérimentaux se superposent et sont décalés à des valeurs plus élevées que dans le cas à saturation. Il est clair que la convection forcée permet d'augmenter le flux évacué, de la même façon que le sous refroidissement.

Crise d'ébullition et régime d'ébullition en film. L'ébullition en film est atteinte pour les surchauffes les plus importantes. Le film ne se développant pas sur toute la paroi, on commet une erreur quand on considère la moyenne spatiale pour estimer la température. La crise d'ébullition est à des flux comparables aux prédictions de Zuber et Dhir pour les essais en vase à signal triangulaire et de Katto et Ohno en boucle. Ces expressions sont par contre adaptées aux régimes établis et pas à des transitoires. L'accord vient probablement du fait que les signaux triangulaires, qui donnent des montées progressives en température, sont proches de ces conditions.

Pour le régime d'ébullition en film, il est possible de regarder l'évolution du flux et de la température locale. De cette façon, on arrive à modéliser le coefficient d'échange pour le cas d'un tests en vase de forme carrée, mais avec des films développés sur quelques micromètres seulement. Le calcul purement diffusif n'est pas adapté à la modélisation des données et pour améliorer l'évaluation il faudrait considérer la vitesse de la vapeur et aussi de l'écoulement quand il est présent.

Pour les essais rapides, la même évaluation fonctionne quand l'essai est « long ». Les tests de 0.1s de durée présentent des flux très élevés et donc pas prédictibles sans tenir compte des mouvements convectifs dans la vapeur.

Des informations sur toutes les phases de l'ébullition ont été données. L'installation expérimentale permet d'explorer une vaste gamme de paramètres et de donner des informations précises grâce au couplage des caméras rapide et infrarouge. Dans le futur, il faudra caractériser l'écoulement et les échanges thermiques en régime monophasique au moyen de simulations numériques. En outre, il faudra approfondir l'étude paramétrique, en faisant varier refroidissement et débit entre une gamme plus vaste que ce qu'on a fait.

Tout de même, il est important que les résultats obtenus soient cohérents avec ceux de la littérature et de confirmer les tendances des données de Auracher pour les transitoires.

Chapitre 5

Conclusions

Les travaux réalisés dans le cadre de cette thèse s'articulent autour de deux grandes étapes. D'abord, une expérience capable de donner des mesures précises couplées à des visualisations rapides, a été réalisée afin de pouvoir étudier différentes configurations d'ébullition transitoire. Ensuite, des séries de mesures ont été effectuées et analysées afin d'améliorer la connaissance des mécanismes de transfert thermique et de proposer des modélisations adaptées.

L'installation expérimentale La partie centrale de l'installation expérimentale est constituée d'une fine feuille métallique (de $50\mu m$ d'épaisseur) courbée en forme de demi cylindre et entourée par du HFE7000. Le fluide est confiné dans une géométrie semi-annulaire ; le diamètre interne, qui coïncide avec le diamètre de l'élément chauffant, est de $8.4mm$, alors que le diamètre externe est de $34mm$. La paroi externe est en verre pour permettre l'accès visuel à la paroi chauffée. La longueur chauffée est de $0.2m$. Le chauffage se fait par effet Joule au moyen d'une alimentation électrique capable de délivrer $250A$ avec une vitesse de $45A/ms$ et pilotable. Le signal de courant qui sort de cet appareil est programmé a priori et permet ainsi d'investiguer un large spectre de transitions thermiques. L'intensité du signal peut être modulée pour obtenir des augmentations de la température de paroi de quelques degrés par secondes jusqu'à $1800K/s$ ou pour atteindre des conditions de température de paroi stable en régime d'ébullition nucléée.

La cellule d'essais peut être intégrée dans un circuit hydraulique où un débit variable peut être imposé et la température du liquide réglée. Cela a permis d'effectuer des expériences en vase et en boucle et donc de tester l'influence de l'écoulement sur les échanges thermiques.

Un des points forts de cette installation expérimentale, outre le fait qu'elle peut produire différentes vitesses de montée en température, est qu'elle permet de mesurer la température de paroi au moyen d'une caméra infra rouge. La paroi étant très fine, il est possible de connaître la température côté liquide en filmant la face arrière de la feuille métallique, accessible grâce à la géométrie semi-annulaire. De plus, elle peut être utilisée jusqu'à une fréquence à $1kHz$ sur une taille de champ de mesure raisonnable, donc même les essais les plus rapides, d'une durée de $0.1s$, peuvent être suivis. Il s'agit d'une innovation importante par rapport aux expériences d'ébullition transitoire effectuées par le passé, soit sur des fils chauffés, soit dans des configurations RIA mais avec des incertitudes de mesure importantes dues à l'application de thermocouples en face externe de la paroi chauffée. L'introduction de l'imagerie rapide est aussi un pas en avant dans l'identification des régimes transitoires.

L'emploi du HFE7000 permet de travailler à plus faibles puissances que si on utilisait de l'eau et aussi à plus

basse température, sa température de saturation étant de $35^{\circ}C$ à pression atmosphérique et sa température critique de $164.5^{\circ}C$. On peut donc déclencher l'ébullition et passer au régime d'ébullition en film avec des températures de paroi plus faibles qu'avec de l'eau. On travaille à pression atmosphérique et soit en convection naturelle, soit en convection forcée. Au chapitre 2, on a analysé les similitudes de nos conditions par rapport au cas d'un RIA en réacteur ou au cas d'autres expériences de la littérature.

La température du fluide est mesurée à l'aide de thermocouples. La puissance électrique en sortie de l'alimentation est connue via des mesures de tension et courant. Cela permet d'évaluer le flux sortant du clinquant vers le liquide. Enfin, la pression de fonctionnement et le débit sont relevés.

Les résultats expérimentaux Des résultats expérimentaux ont été obtenus pour différentes typologies d'essai, en vase ou en boucle, avec signal carré ou triangulaire et d'intensité variable. Chaque phase du transfert thermique a été analysée en détail, afin de mettre en évidence les caractéristiques propres aux conditions transitoires.

Régime monophasique On a vu que les échanges thermiques se font par un couplage de conduction et de convection lorsqu'il n'y a pas encore eu de changement de phase. Cela a été vérifié grâce à une simulation numérique de conduction pure.

On a aussi montré qu'on n'arrive jamais à des coefficients d'échanges comparables à ceux des régimes établis, calculés à l'aide des corrélations de la littérature. En fait, pendant cette phase, les coefficients d'échange expérimentaux sont bien plus élevés.

Déclenchement d'ébullition La phase d'échange monophasique s'arrête lorsque l'ébullition est déclenchée. Les surchauffes au déclenchement sont comprises entre $10K$ et $30K$. $30K$ est la valeur asymptotique qu'on trouve pour les tests en vase, à flux élevés et lorsque l'augmentation de la température de la paroi est supérieure à $50K/s$. En dessous de $50K/s$ il existe une relation linéaire entre la vitesse de chauffe et la surchauffe au déclenchement. On a estimé que la valeur asymptotique correspond à l'activation des sites de $0.1\mu m$ environ. Un temps minimum (environ $0.1s$) pour constituer la couche limite thermique et fournir au fluide une énergie d'au moins $10^4 J/m^2$ est nécessaire. L'ébullition dans le cas des tests pour lesquels la montée en puissance est la plus rapide, se déclenche après ce temps minimum, mais à des surchauffes bien plus élevées que $30K$, qui correspondent alors à des conditions d'activation des plus petits sites.

Pour les tests encore plus violents, un mécanisme additionnel de nucléation homogène a pu être identifié par la visualisation et l'énergie passée au fluide au moment du déclenchement atteint $10^5 J/m^2$. Les flux passés au fluide augmentent lorsqu'on augmente la vitesse de montée en température.

Ébullition nucléée Lorsque les conditions du test aboutissent à l'établissement d'un régime d'ébullition nucléée stationnaire, on a proposé une adaptation des corrélations de Forster et Zuber et de Chen permettant de modéliser à la fois les cas saturés, sous refroidis et convectifs.

Quand les conditions sont faiblement instationnaires, le flux reste insensible au taux d'augmentation de la température pariétale, tandis qu'il augmente avec la vitesse de montée en température de la paroi si l'instationnarité est forte. Cette tendance est en bon accord avec les données d'Auracher et coll..

Pour ce qui concerne l'effet du débit et du sous refroidissement, on voit qu'ils permettent d'évacuer plus de flux.

Crise d'ébullition et ébullition en film Un film de vapeur se développe sur une partie de la paroi dans le cas des tests d'une durée de quelques secondes, quand l'intensité du signal électrique est élevée. La formation du film conduit à une brusque augmentation de la température du clinquant. Ces expériences étant destructives pour le clinquant, le régime stationnaire de l'ébullition en film n'a pas été atteint.

Il est possible d'évaluer l'ordre de grandeur du flux critique pour des tests faiblement instationnaires au moyen de la corrélation de Zuber dans le cas des essais en vase et de l'expression de Katto et Ohno, quand il y a écoulement.

Quand les conditions sont fortement transitoires, le flux critique est toujours plus élevé que ce qu'on aurait dans des conditions stationnaires, ce qui est en accord avec les données d'Auracher et coll..

Une fois que la crise d'ébullition se produit, le flux à évacuer étant imposé, la température de paroi croît de plus en plus, les échanges thermiques étant moins efficaces quand la couche de vapeur couvre la paroi.

Les données de la phase d'ébullition en film qui peuvent être confrontées avec des modèles sont locales, car le développement du film de vapeur ne se fait que sur une partie de la paroi. La résolution d'un modèle simplifié où les échanges convectifs et advectifs dans la couche de vapeur sont négligés, permet de prédire le coefficient d'échange local dans certains cas. Néanmoins, une analyse de type couche limite tenant compte de ces termes ainsi que de l'éventuelle vitesse de l'écoulement est à faire pour améliorer et généraliser les prédictions.

Les tests rapides traversent la phase d'ébullition nucléée en quelques millisecondes. Un film de vapeur va couvrir la paroi par coalescence de bulles (tests de plus de 0.1s de durée) ou se forme par la combinaison de mécanismes de nucléation. Pour les tests les plus longs, le coefficient d'échange et l'épaisseur de la couche de vapeur sont bien prédits par les équations de bilan local de quantité de mouvement et d'énergie. Pour les coefficients d'échange des tests plus courts, il faudrait ne pas négliger les termes advectifs et convectifs.

Perspectives Les résultats obtenus au cours de cette thèse ont permis de mettre en évidence et de quantifier l'effet d'un chauffage transitoire plus ou moins rapide de la paroi sur les transferts de chaleur en ébullition. Les techniques expérimentales sont bien validées et le caractère opérationnel de la boucle diphasique dans son ensemble ouvre de nombreuses perspectives pour l'étude de l'ébullition transitoire en régime convectif.

Il sera primordial dans un premier temps de bien qualifier l'hydrodynamique de l'écoulement monophasique en géométrie semi annulaire. Une simulation numérique de l'écoulement permettrait de mieux connaître les profils de vitesses moyenne et fluctuante au sein du liquide en géométrie tridimensionnelle. Ces simulations pourront être validées grâce aux mesures réalisées par PIV dans un plan médian de la section. Il n'y a à notre connaissance pas d'étude de référence dans la littérature sur cette géométrie d'écoulement. Il sera aussi nécessaire de caractériser par simulation numérique le développement de la couche limite thermique lors d'un chauffage transitoire en convection forcée. Dans les premières expériences d'ébullition dans la boucle, nous nous sommes restreints aux faibles débits et donc l'impact de la convection était relativement faible. Dans le futur, il sera intéressant de faire une étude à débits plus forts, en contrôlant la température du liquide et en la réglant pour mieux voir l'effet du sous refroidissement. Des tests en conditions établies sur les échanges monophasiques seront aussi nécessaires.

Une amélioration du montage du clinquant dans la section d'essai est nécessaire pour une étude de l'ébullition en film sur des temps plus longs et également pour faire des essais à plus fort débit liquide.

Un contrôle de la température de paroi pour produire des courbes d'ébullition stationnaires n'est pas à exclure, même si il est délicat de ne pas endommager le clinquant en le gardant longtemps à trop haute température.

Dans les essais réalisées au cours de cette thèse, on ne s'est intéressé qu'à la phase de montée en température du clinquant, puis l'alimentation électrique était coupée instantanément. Cette alimentation électrique permet

également de programmer des rampes de redescende de l'intensité du courant sur différentes échelles de temps. Il sera donc possible dans le futur de parcourir toute la courbe d'ébullition à flux montant et à flux descendant en régime transitoire et d'identifier les mécanismes d'hystérésis.

L'expérience présente d'importantes potentialités et devrait permettre une étude paramétrique plus complète de l'ébullition transitoire et le développement de modélisations adaptées à une large gamme de paramètres.

Liste des symboles

- A surface [m^2]
- a taux de vide = $\frac{A_{vap}}{A_{tot}}$
- D diamètre [m]
- C capacité thermique volumique [$\frac{J}{m^3K}$].
- c_p chaleur spécifique [$\frac{J}{kg \cdot K}$]
- e erreur
- E_n énergie [J]
- \dot{E}_n variation d'énergie [W]
- ep épaisseur du clinquant [m]
- f fréquence
- F énergie libre de Helmholtz [J]
- g accélération de gravité [$\frac{m^2}{s}$]
- G enthalpie libre de Gibbs [J]
- h coefficient d'échange [$\frac{W}{m^2K}$]

- \tilde{h} enthalpie $\left[\frac{J}{kg}\right]$
- h_{LV} chaleur latente de vaporisation massique $\left[\frac{J}{kg}\right]$
- I courant électrique $[A]$
- L longueur $[m]$
- L_* longueur capillaire $[m]$
- \mathcal{M} poids moléculaire $\left[\frac{kg}{kmol}\right]$
- \dot{m} débit massique spécifique $\left[\frac{kg}{m^2s}\right]$
- \dot{M} débit massique $\left[\frac{kg}{s}\right]$
- p pression $[Pa]$
- per périmètre $[m]$
- q_{Gen} flux généré par effet Joule $[W]$
- Q débit $\left[\frac{l}{s}\right]$
- r rayon ou distance radiale $[m]$
- Ra rugosité $[\mu m]$
- R_{El} résistance électrique $[\Omega]$
- t temps $[s]$
- T température $[K - ^\circ C]$
- U tension électrique $[V]$
- v vitesse $\left[\frac{m}{s}\right]$
- x titre de la vapeur, $\dot{M}_V / (\dot{M}_V + \dot{M}_L)$

- vol volume spécifique $\left[\frac{m^3}{kg} \right]$
- Vol volume $[m^3]$
- z coordonnée axiale
- Z hauteur
- $Bi = \frac{R_{interne}}{R_{externe}} = \frac{h \cdot L}{\lambda}$
- $Ec = \frac{v^2}{c_p \Delta T}$
- $Fo = \left(\frac{\alpha \cdot t}{L^2} \right)$
- $Fr = \frac{(\dot{m})^2}{\rho_L \cdot g \cdot D}$ ou $Fr = \frac{v^2}{gL}$
- $Gr = \left(\frac{g \cdot \beta \cdot \rho^2 \cdot D_{eq}^3 \cdot (T_W - T_L)}{\mu_L^2} \right)$
- $Nu = \left(\frac{h \cdot D}{\lambda} \right)$
- $Pe = \frac{vD}{\alpha} = Re \cdot Pr$
- $Pr = \left(\frac{\mu_L \cdot c_p L}{\lambda_L} \right) = \frac{\nu}{\alpha}$
- $Ra = Gr \cdot Pr$
- $Re = \left(\frac{\rho_L \cdot v \cdot D_{eq}}{\mu_L} \right)$
- $St = \frac{\rho \cdot d^2 \cdot v}{\mu \cdot L}$
- $Ja = \left(\frac{\rho_L \cdot c_p L \cdot (T_W - T_{sat})}{\rho_V \cdot h_{LV}} \right)$ ou $Ja = \left(\frac{c_p L \cdot (T_W - T_L)}{h_{LV}} \right)$
- α diffusivité thermique, $\frac{\lambda}{\rho \cdot c_p} \left[\frac{m^2}{s} \right]$
- Γ flux massique $\left[\frac{kg}{m^2 \cdot s} \right]$
- δ épaisseur film de vapeur $[m]$
- δ_t épaisseur couche limite $[m]$

- Δ gamme
- β coefficient de dilatation $[1/K]$
- ϵ émissivité
- κ constante de Von Kármán
- λ conductivité thermique $[\frac{W}{m \cdot K}]$
- μ viscosité dynamique $[Pa \cdot s]$
- ν viscosité cinématique $= \frac{\mu}{\rho} [\frac{m^2}{s}]$
- ϕ flux $[\frac{W}{m^2}]$
- ρ densité $[\frac{kg}{m^3}]$
- ρ_{El} résistivité électrique $[\Omega m]$
- σ tension surface $[\frac{N}{m}]$
- τ frottement $[\frac{N}{m^2}]$
- τ_t frottement turbulent $[\frac{N}{m^2}]$
- θ angle de contact

Indices :

- 0 initial ou de référence
- b bulle
- bp diphasique
- $conv$ convectif
- c cavité

- *C* critique
- *CHF* critical heat flux, flux critique
- *CL* clinquant
- *dep* fine de la phase monophasique de conduction
- *El* électrique
- *ext* extérieur
- *eq* équivalent
- *hydr* hydraulique
- *int* interne
- *L* liquid
- *Leid* de Leidenfrost
- *mean* moyenne
- *NB* ébullition nucléée
- *ONB* déclenchement d'ébullition
- *out* sortant
- *part* particule
- *sat* saturation
- *SC* subcooling, sous refroidissement
- *tot* total
- + réduit, variable adimensionnelle

- V vapeur
- W paroi
- ∞ à l'infini, loin de la zone en examen

Abbreviations :

- CHF critical heat flux, flux critique
- DNB departure from nucleate boiling
- ONB onset boiling, départ de l'ébullition
- NB nucleate boiling, ébullition nucléée

LP low power, puissance faible

MP mean power, puissance moyenne

HP high power, puissance élevée

T triangular, triangulaire

S square, carré

SC subcooled, sous refroidi

sat saturated, à saturation

P pool, en vase

L loop, en boucle

Bibliographie

- [1] M. Ahmadi, M. Bahrami, *Modeling Transient/Steady-State Convection from Isoflux Vertical Plates*, Proceedings of the ASME 2012 Summer Heat Transfer Conference, HT2012-58380, Puerto Rico, 2012
- [2] *VDI Heat Atlas*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg Editor, II edition, 2010.
- [3] *VDI Heat Atlas part II*, VDI-Verlag GmbH Dusseldorf Editor, I edition, 1993.
- [4] H. Auracher, W. Marquardt, *Experimental Studies of Boiling Mechanisms in All Boiling Regimes under Steady-State and Transient Conditions*, International Journal of Thermal Sciences, Vol. 41, pp. 586-598, 2002
- [5] S. Barsi, *Ventless Pressure Control of Cryogenic Storage Tanks*, Department of Mechanical and Aerospace Engineering, CASE WESTERN RESERVE UNIVERSITY, PhD thesis, 2011
- [6] N. Basu, G. R. Warrier, V. K. Dhir, *Onset of Nucleation Boiling and Active Nucleation Site Density During Subcooled Flow Boiling*, Journal of Heat Transfer, Vol. 124, 08/2002
- [7] N. Baudin, C. Colin, J. Sebilliau, *Evaluation du Transfert de Chaleur en Ebullition en Film Transitoire*, Rapport de stage, IMFT, Toulouse, Juillet 2012
- [8] P. J. Berenson, *Film Boiling Heat Transfer from a Horizontal Surface*, Journal of Heat Transfer, Vol. 83, pp. 351, 1961
- [9] G. Berthoud, *Etude su Flux Critique en Chauffage Transitoire*, Note Technique, CEA de Grenoble, 2006
- [10] V. Bessiron, *Synthèse des Etudes sur les Echanges de Chaleur Gaine Fluide en Transitoire RIA*, NOTE TECHNIQUE IRSN DPAM/SEMCA, 2004/06
- [11] V. Bessiron, *Modelling of Clad to Coolant Heat Transfer for RIA Applications*, NOTE TECHNIQUE IRSN SEMAR, 02/19
- [12] V. Bessiron, *Modelling of Clad to Coolant Heat Transfer for RIA Applications*, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 44, No. 2, pp. 211-221, 2007
- [13] V. Bessiron, *PATRICIA RIA Synthesis Report*, NOTE TECHNIQUE IRSN SEMAR, 02/19
- [14] V. Bessiron, *Clad to Coolant Heat Transfer in NSRR Conditions*, NOTE TECHNIQUE IRSN DPAM/SEMCA, 2004/27
- [15] V. Bessiron, B. Marrec, *Validation du Module de Thermohydraulique de SCANAIR v4 et de TH2D v3.2 sur les Experiences PATRICIA*, NOTE TECHNIQUE SEMAR, 03/38
- [16] V. Bessiron, T. Sugiyama, T. Fuketa, *Clad to Coolant Heat Transfer in NSRR Experiments*, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 44, No. 5, pp. 723-732, 2007

- [17] J. A. Bromley, *Heat Transfer in Stable Film Boiling*, Chemical Engineering Progress, Vol. 46, No. 5, pp. 221-227, 1950
- [18] T. Buden, *The Length, Time and Velocity Scales of Turbulence*, Lecture Notes, 2008
- [19] Van P. Carey, *Liquid Vapor Phase Change Phenomena*, Taylor and Francis Editors, USA, 1992
- [20] Y. A. Cengel, *Heat Transfer, a Practical Approach*, McGraw Hill, US, 1998
- [21] H. B. Chae, J. W. Schmidt, M. R. Moldover, *Surface Tension of Refrigerants R123 and R134a*, Journal of Chemical and Engineering Data, Vol. 35, pp. 6-8, 1990
- [22] J. C. Chen, *A Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluid in Convective Flow*, ASME Paper, ASME-AIChE Heat Transfer Conference, Boston, MA, USA, pp. 1/11, 1963
- [23] S. Y. Chung, G. H. Rhee, H. J. Sung, *Direct Numerical Simulation of Turbulent Concentric Annular Pipe*, International Journal of Heat and Fluid Flow, Vol. 2, No. 4, pp. 426-440, 2002
- [24] E. Cid, F. Gardelle, *Manuel d'Utilisation de PIVIS*, Juillet 2005
- [25] M. Cochet, *Evaporation de Gouttelettes Polydispersées dans un Écoulement de Canal fortement Turbulent, Analyse de la formation du mélange diphasique par imagerie de fluorescence*, PhD thesis, INP, 2007
- [26] J. C. Collier, J. R. Thome, *Convective Boiling and Condensation*, Oxford Science Publications, GB, 1994
- [27] D. S. Cryder, E. R. Gilliland, *Heat Transmission from Metal Surfaces to Boiling Liquids*, Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 24, No. 12, pp. 1382-1387, 1932
- [28] V. I. Deev, H. Lwin, V. S. Kharitonov, K. V. Kutsenko, A. A. Lavrukhin, *Critical Heat Flux Modeling in Water Pool Boiling During Power Transients*, International Journal of Heat and Mass Transfer, No. 50, pp. 3780-3787, 2007
- [29] K. P. Derewnicki, *Experimental Studies of Heat Transfer and Vapour Formation in Fast Transient Boiling*, International Journal of Heat Mass Transfer, Vol. 28, No. 11, pp. 2085-2092, 1985
- [30] V. K. Dhir, *Boiling Heat Transfer*, Annual Review of Fluid Mechanics, No. 30, pp. 365-401, 1998
- [31] *Etat d'Avancement du Programme PATRICIA RIA*, Réunion IPSN/SETEX, 1997
- [32] B. Gebhart, *Transient Natural Convection from Vertical Elements*, Journal of Heat Transfer, Vol. 83, pp. 61-70, 1961
- [33] S. Glod, D. Poulidakos, Z. Zhao, G. Yadigaroglu, *An Investigation of Microscale Explosive Vaporization of Water on an Ultrathin Pt Wire*, International Journal of Heat and Mass Transfer, No. 45/2, pp. 367-379, 2002
- [34] R. J. Goldstein, E. R. G. Eckert, *The Steady and Transient Free Convection Boundary Layer on a Uniformly Heated Vertical Plate*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 1, pp. 208-210, 1960
- [35] E. Guyon, J. P. Hulin, L. Petit, *Hydrodynamique Physique*, CNRS EDITION, 2001
- [36] F. S. Gunnerson, A. W. Cronenberg, *A Thermodynamic Prediction of the Temperature for Film Boiling Destabilisation and its Relation to Vapor Explosion Phenomena*, Conference : ANS annual meeting, San Diego, CA, USA, 18/06/1978
- [37] Y. Haramura, Y. Katto, *A New Hydrodynamic Model of Critical Heat Flux, Applicable Widely to Both Pool and Forced Convection Boiling on Submerged Bodies in Saturated Liquids*, International Journal of Heat Mass Transfer, No. 26, pp. 389-399, 1983

- [38] M. Jamialahmadi, A. Helalizadeh, H. Müller-Steinhagen, *Pool Boiling Heat Transfer to Electrolyte Solutions*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 47, pp. 729-742, 2004
- [39] S. G. Kandlikar, *A General Correlation for Saturated Two-Phase Flow Boiling Heat Transfer inside Horizontal and Vertical Tubes*, Journal of Heat Transfer, Vol. 112, pp. 219-228, 1990
- [40] M. Kaneda, B. Yu, H. Ozoe, S. W. Churchill, *The Characteristics of Turbulent Flow and Convection in Concentric Circular Annuli*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 46, pp. 5045-5057, 2003
- [41] Y. Katto, 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 Mass Transfer, Vol. 27, No. 164, pp. 1-1648, 1984
- [42] D. Kashkiev, *Nucleation, Basic theory with Applications*, BH Edition, GB, 2000
- [43] P. L. Kirillov, D. C. Groeneveld, *General Film Boiling Heat Transfer Prediction Methods for Advanced Water Cooled Reactors*, Reactor Heat Transport System Design and Analysis Course, University Network of Excellence in Nuclear Engineering, 2006
- [44] S. S. Kutateladze, *Fundamentals of Heat Transfer*, Edward Arnold, London, 1963
- [45] R. T. Lahey, *Two Phase Flow, The Engineering Handbook*, CRC Press, USA, 2000
- [46] J. H. Lienhard IV, V. J. H. Lienhard, *A Heat Transfer Textbook*, III Edition, Phlogiston Press, Cambridge, MA, USA, 2008
- [47] J. H. Lienhard, V. K. Dhir, *Hydrodynamic Prediction of Peak Pool-Boiling Heat Fluxes from Finite Bodies*, Transactions of the ASME, No. 95, 1973
- [48] J. H. Lienhard, P. T. Y. Wong, *The dominant Unstable Wavelength and Minimum Heat Flux during Film Boiling on a Horizontal Cylinder*. Journal of Heat Transfer, Transactions of the ASME, Vol. 86, pp. 220-226, 1964
- [49] M. F. Marinet, S. Tardu, *Convective Heat Transfer-Solved Problems*, ISTE Ltd and John Wiley and Sons, Inc, GB, 2009
- [50] P. K. Meduri, G. R. Warriar, V. K. Dhir, *Flow Film Boiling on a Vertical Flat Plate At Different Subcoolings and Flow Velocities*, 13th International Heat Transfer Conference, Sydney, Australia, Août, 2006
- [51] H. R. Nagendra, M. A. Tirunarayanan, A. Ramachandran, *Free Convection Heat Transfer in Vertical Annuli*, Chemical Engineering Science, Vol. 25, p. 605-610, 1970.
- [52] S. B. Pope, *Turbulent Flows*, Cambridge University Press, GB, 2000
- [53] B. Pulvirenti, *Convezione Naturale*, Facoltà di Ingegneria, Bologna, 2007
- [54] W. M. Rohsenow, P. Hartnett, Y. I. Cho, *Handbook of Heat Transfer*, McGraw Hill, US, 1998
- [55] B. Y. Rubinstein, S. G. Bankoff, S. H. Davis, *Instability of Subcooled Boiling Film on a Vertical Wall*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, pp. 4937-4948, 2002
- [56] A. Sakurai, *Mechanisms of Transitions to Film Boiling at CHF's in Subcooled and Pressurized Liquids due to Steady and Increasing Heat Inputs*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 197, pp. 301-356, 2000
- [57] A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata, *Transient Boiling Caused by Film Collapse at Minimum Heat Flux in Film Boiling*, Nuclear Engineering and Design, Vol. 99, pp. 167-175, 1987

- [58] A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata, *Effect of System pressure on Minimum film Boiling temperature for Various Liquids*, Experimental Thermal and Fluid Science, No. 3, pp. 450-457, 1990
- [59] A. Sakurai, M. Shiotsu, K. Hata, 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, Vol. 200, pp. 39-54, 2000
- [60] R. Siegel, *Transient Free Convection from a Vertical Flat Plate*, Transactions of the American Society of Mechanical Engineers, Vol. 80, pp. 357-359, 1958
- [61] R. P. Singh, K. K. Nigam, P. Mishra, *Developing and Fully developed Turbulent Flow through Annuli*, Journal of Chemical Engineering of Japan, Vol. 13, No. 5, 1980
- [62] P. Spiegler, J. Hopenfeld, M. Silberberg, C. Bampus, A. Norman, *Onset of Stable Film Boiling, and the Foam Limit*, International Journal of Heat and Mass Transfer, 1963
- [63] T. Sugiyama, T. Fuketa, *Effect of Cladding Surface Pre oxidation on Rod Coolability under Reactivity Initiated Accident Conditions*, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 41, No. 11, pp. 1083-1090, 2004
- [64] F. Tachibana, M. Akiyama, H. Kawamura, *Heat Transfer and Critical Heat Flux in Transient Boiling, An Experimental Study in Saturated Pool Boiling*, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 3, pp. 117-126, 1968
- [65] H. Tennekes, J. L. Lumley, *A First Course in Turbulence*, MIT PRESS, 1972
- [66] T. G. Theofanous, J. P. Tu, A. T. Dinh, T. N. Dinh, *The Boiling Crisis Phenomenon, Part I : Nucleation and Nucleate Boiling Heat Transfer*, Experimental Thermal and Fluid Science, Vol. 26, pp. 775-792, 2002
- [67] L. S. Tong, G. F. Hewitt, *Overall Viewpoint of Flow Boiling CHF Mechanism*, ASME Paper 72 HT 54, National Heat Transfer Conference, 1972
- [68] L. S. Tong, Y. S. Tang, *Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow*, Taylor and Francis Editors, USA, 1997
- [69] S. Van Stralen, R. Cole, *Boiling Phenomena*, McGraw Hill, US, 1979
- [70] R. Visentini, *Rapport d'Avancement de la Première Année de Thèse*, DPAM-SEMCA-2011-312, DIRECTION DE LA PRÉVENTION DES ACCIDENTS MAJEURS Service d'Étude et de Modélisation du Combustible en situations Accidentelles, Cadarache, Novembre 2010
- [71] R. Visentini, *Rapport d'Avancement de Deuxième Année de Thèse*, DPAM-SEMCA-2011-312, DIRECTION DE LA PRÉVENTION DES ACCIDENTS MAJEURS Service d'Étude et de Modélisation du Combustible en situations Accidentelles, Cadarache, Novembre 2011
- [72] N. Zuber, *On the Stability of Boiling Heat Transfer*, Transactions of the ASME, No. 80, 1958
- [73] N. Zuber, *Hydrodynamic Aspects of Boiling Heat Transfer*, Atomic Energy Commission Report AECU 4439, 1959
- [74] N. Zuber, M. Tribus, J. W. Westwater, *The Hydrodynamic Crisis in Pool Boiling of Saturated and Subcooled Liquids*, International Development in Heat Transfer : Proceedings of 1961 – 62 International Heat Transfer Conference, Boulder, CO, USA, pp. 230-236, 1961
- [75] *Fiche produit capteur ITB 300-S*, [http : //www.lem.com](http://www.lem.com), 06/07/2012

- [76] *Matériaux : propriétés AISI 304*, [http : //www.goodfellow.com](http://www.goodfellow.com), 16/11/2011
- [77] *Matériaux : propriétés AISI 304*, [http : //www.pxprecimet.ch/upload/alliages/fr](http://www.pxprecimet.ch/upload/alliages/fr), 16/11/2011
- [78] *Caractéristiques d'un reacteur, EDF*, [http : //france.edf.com/html/epr/rps/chap04/chap04.pdf](http://france.edf.com/html/epr/rps/chap04/chap04.pdf), 06/09/2012
- [79] *Matériaux : propriétés des alliages Zircaloy*, [http : //fti.neep.wisc.edu/neep423/FALL97/lecture9.pdf](http://fti.neep.wisc.edu/neep423/FALL97/lecture9.pdf), 06/09/2012
- [80] *BELTON SPECTRAL peinture*, [http : //www.kwasny.de](http://www.kwasny.de), 18/11/2011
- [81] *Fiche Produit, JELT peinture « .pdf »*, [http : //docs – europe.electrocomponents.com](http://docs-europe.electrocomponents.com), 18/11/2011
- [82] Kim N. S. , *Analyse Expérimentale d'un Jet Turbulent impactant sur une Plaque Plane et sur un Obstacle de Section Carrée*, PhD thesis, Université Paul Sabatier, 2005
- [83] *Tresses*, www.erico.com, 17/11/2011
- [84] *Fluid properties*, [http : //webbook.nist.gov/](http://webbook.nist.gov/), 21/06/2012
- [85] *Fiche Produit, 3M NOVEC7000 « .pdf »*, [http : //solutions.3m.com](http://solutions.3m.com), 2012
- [86] *Fiche Produit, Thermal Management Fluids 3M « .pdf »*, [http : //solutions.3m.com](http://solutions.3m.com), 2012
- [87] *Corps Noir*, [http : //www.fluke.com/fluke/fr/fr/4180 – 81.htm?PID = 54780](http://www.fluke.com/fluke/fr/fr/4180-81.htm?PID=54780) , 21/06/2012
- [88] *Fiche Produit, Piezoresistive Pressure Transmitters, Capteur de Pression 21s KELLER « .pdf »*, [http : //www.keller – druck.com](http://www.keller-druck.com), 2012
- [89] *Fiche Produit, Pressure Transducers KELLER « .pdf »*, [http : //www.keller – druck.com](http://www.keller-druck.com), 04/07/2012
- [90] *Backlight SLLUB 100x100*, [http : //www.phlox – gc.com](http://www.phlox-gc.com), 04/07/2012
- [91] *Rhodamine B*, www.dantecdynamics.com, 25/11/2011