



HAL
open science

Expérimentation, modélisation et simulation de l'impact de gouttes d'eau sur le gainage gonflé des assemblages d'un coeur de REP en situation d'ARP

Franck Lelong

► **To cite this version:**

Franck Lelong. Expérimentation, modélisation et simulation de l'impact de gouttes d'eau sur le gainage gonflé des assemblages d'un coeur de REP en situation d'ARP. Autre [cond-mat.other]. Université Henri Poincaré - Nancy 1, 2010. Français. NNT : 2010NAN10102 . tel-01748645

HAL Id: tel-01748645

<https://hal.univ-lorraine.fr/tel-01748645>

Submitted on 29 Mar 2018

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

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



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



THESE

Présentée pour l'obtention du grade de

Docteur de l'Université Henri Poincaré – Nancy 1

Spécialité : Mécanique et Energétique

par Franck LELONG

**Expérimentation, modélisation et simulation de l'impact de
gouttes d'eau sur le gainage gonflé des assemblages d'un cœur
de REP en situation d'APRP**

Soutenue publiquement le 04 octobre 2010

Membres du jury :

Président	: Catherine COLIN	Professeur INP/ENSEEIH, IMFT Toulouse
Rapporteurs	: Christophe LE NILIOT	Professeur Université Aix-Marseille 1, IUSTI Marseille
	Júlio Cesar PASSOS	Professeur Université Fédérale de Santa Catarina, Brésil
Examineurs	: Nathalie SEILER	Ingénieur/chercheur IRSN, Cadarache
	Michel GRADECK	Maître de Conférences UHP, LEMTA Nancy (Directeur)
	Denis MAILLET	Professeur INPL, LEMTA Nancy (Co-directeur)
	Benoît STUTZ	Maître de conférences Univ. Savoie, LOCIE Chambéry
	Pascal BOULET	Professeur UHP, LEMTA Nancy
Invités	: Pierre RUYER	Ingénieur/chercheur IRSN, Cadarache
	Patrick Jacques	Ingénieur EDF-SEPTEN, Lyon

Remerciements

Ces travaux de thèse ont été réalisés pour moitié au LEMAR de l'IRSN de Cadarache et au LEMTA de Nancy.

Je tiens à remercier C. Le Niliot et J.C. Passos d'avoir accepté d'être rapporteurs et d'avoir manifesté un vif intérêt pour ces travaux. Je remercie également l'ensemble du Jury pour leur participation à ma soutenance.

Je souhaite également remercier G.Repetto, M. Petit et F. Lemoine pour m'avoir accueilli au sein de leur laboratoire.

Je souhaite exprimer ma gratitude à M. Gradeck et D. Maillet, mes directeurs de thèse, pour leurs conseils scientifiques et leur disponibilité constante. Je remercie également Michel pour m'avoir guidé dans les séminaires internationaux : son expérience et son sens du relationnel ont été des atouts indéniables ...

J'adresse également des remerciements à G. Castanet, P. Dunand, A. Labergue et E. Blaise. C'était un plaisir de partager tous ces bons moments autour de la manip. J'espère qu'Eric ne me tiendra pas rigueur pour tous les dommages occasionnés dans la salle de manip.

J'adresse toute ma sympathie à mes collègues de bureau S. Chupin, J. Gerardin, A. Stern, F. Secondi, S. Bascou avec qui j'ai partagé d'excellents moments. Je n'oublierai pas également de remercier mes collègues thésards, A. Nowamooz, S. Lechene, Z. Ayadi, L. Trovalet, I.Traore, M.Chahlafai et l'ensemble des personnes du célèbre groupe « aubépine ». Merci aussi aux membres du LEMAR. Merci à P. Ruyer pour ses conseils et son aide constante toute au long de cette thèse et pour toutes ces soirées mémorables ...

Merci encore à mes parents, Julia, les Lyonnais et toute ma famille pour m'avoir soutenu tout au long de ces années.

Pour finir, je tiens à remercier tout particulièrement N. Seiler pour avoir été une responsable de thèse exemplaire. Ce travail de thèse est un réel travail d'équipe tant elle a été disponible et impliquée tout au long de ces trois années. Je n'oublierai pas ces longs moments passés dans son bureau à travailler modèle et simulation, à faire et refaire les courbes ... J'ai énormément appris à ses côtés et je lui en suis très reconnaissant.

Encore merci à vous tous ...

Table des matières

I	Introduction	2
I.1	L'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire	2
I.2	Régimes d'échange de chaleur paroi-fluide et régimes d'écoulement en phase de renoyage	5
I.3	Contexte et enjeux de l'étude	7
II	Étude bibliographique de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude	9
II.1	Température de Leidenfrost	10
II.1.1.	Définition de la température de Leidenfrost	10
II.1.2.	Paramètres influant le régime de Leidenfrost	12
II.2	Régimes d'impact en régime de Leidenfrost	14
II.3	Échanges thermiques gouttes/paroi en régime de rebond	19
II.3.1.	Études expérimentales	19
II.3.2.	Modélisation et simulation de l'échange goutte/paroi	22
II.3.3.	Temps de séjour	25
II.3.4.	Diamètre d'étalement	27
II.3.5.	Épaisseur de la couche de vapeur	29
II.4	Synthèse de l'étude bibliographique	34
III	Étude expérimentale du flux échangé gouttes/paroi	39
III.1	Présentation de l'installation expérimentale	40
III.1.1.	Mesure par caméra rapide	42
III.1.2.	Mesure par caméra infrarouge	42

Table des matières

III.2 Les techniques inverses	48
III.2.1. Modélisation et résolution du problème direct	49
III.2.2. Problème inverse	59
III.3 Application au cas expérimental	64
III.3.1. Changement de repère et pré-traitement des données	67
III.3.2. Estimation des transformées de Hankel	69
III.3.3. Estimation des pertes	70
III.4 Évaluation des erreurs d'estimation	81
IV Résultats expérimentaux	91
IV.1 Observation des régimes d'impact	92
IV.2 Diamètre d'étalement	95
IV.2.1. Évolution temporelle	95
IV.2.2. Effet de la viscosité	95
IV.2.3. Effet du nombre de Weber	95
IV.3 Flux échangé gouttes/paroi	97
IV.3.1. Mise en évidence des régimes d'impact	97
IV.3.2. Effet des propriétés dynamiques des gouttes incidentes sur la température de Leidenfrost	98
IV.3.3. Effet des propriétés dynamiques des gouttes incidentes	101
IV.4 Conclusion	101
V Modélisation des échanges gouttes/paroi en régime de rebond	105
V.1 Modélisation de l'énergie prélevée par l'impact d'une goutte	106
V.1.1. Modélisation du diamètre d'étalement de la goutte sur la paroi	108
V.1.2. Modélisation de l'épaisseur de vapeur	125
V.1.3. Modélisation de l'énergie prélevée	132
V.2 Généralisation du modèle pour l'application industrielle	135
V.2.1. Généralisation du modèle à une géométrie complexe	137

V.2.2. Généralisation du modèle à une population de gouttes impactantes	138
VI Conclusion	143
BIBLIOGRAPHIE	146

Table des figures

I.1	Évolution de la température de gaine en situation d'APRP.	3
I.2	Coupe radiale d'un assemblage déformé, essai Phebus.	3
I.3	vue schématique d'une coupe radiale d'un assemblage intact (essais CEGB [16]). . . .	4
I.4	Principaux phénomènes physiques intervenant lors de la phase de renoyage en APRP jouant un rôle dans l'évaluation de la température des crayons dans le cœur.	5
II.1	Évolution schématique du temps d'évaporation en fonction de la température initiale de la paroi.	10
II.2	Évaluation du temps d'évaporation d'une goutte d'éthanol en fonction de la température initiale d'une paroi en acier [47].	11
II.3	dépôt d'un train de gouttes sur une paroi [7] : $T_p = 120^\circ\text{C}$, $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V = 5.2 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 20^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$	13
II.4	Influence de la pression sur le temps d'évaporation et sur la température de Leidenfrost pour une goutte d'eau impactant une paroi de Monel.	14
II.5	Influence de la pression sur le temps d'évaporation et sur la température de Leidenfrost pour une goutte d'eau impactant une paroi en inox.	14
II.6	Définition de l'angle de contact θ_{stat} [43].	14
II.7	rebond d'un train de gouttes sur paroi chaude [7] : a) Rebond parfait : $T_p = 460^\circ\text{C}$, $D_g = 100 \mu\text{m}$, $V = 7 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 4^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$ b) Rebond coalescence : $T_p = 250^\circ\text{C}$, $D_g = 125 \mu\text{m}$, $V = 6.5 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 36^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$ c) Rebond instable : $T_p = 405^\circ\text{C}$, $D_g = 145 \mu\text{m}$, $V = 10 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 20^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$	15
II.8	Désintégration d'un train de gouttes sur une paroi chaude [7] : $T_p = 250^\circ\text{C}$, $D_g = 115 \mu\text{m}$, $V = 7.2 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 74^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$	16
II.9	Représentation schématique de la déformation d'une goutte lors de son impact à faible nombre de Weber.	17

II.10	Champ de vitesse interne d'une goutte de $D_g = 2.0$ mm impactant une paroi chaude à la vitesse de $V = 1.3$ m.s ⁻¹ [39].	18
II.11	Classification des régimes d'impact en fonction de T^* et K (gouttes d'eau impactant une paroi de Nickel) Castanet et al. [7].	19
II.12	Évolution de l'efficacité en fonction de la température de paroi (Pederson [40]).	21
II.13	Évolution de l'efficacité en fonction du nombre de Weber (Kendall [29]).	22
II.14	Vue schématique de la goutte lors de son rebond [19].	23
II.15	Évolution temporelle du flux prélevé à la paroi par l'impact d'une goutte d'eau ($D_g = 3.8$ mm, $We = 60$) (obtenue par Ge et Fan [17]).	24
II.16	Évolution radiale et temporelle du flux prélevé à la paroi par l'impact d'une goutte d'eau ($D_g = 3.8$ mm, $We = 60$) (obtenue par Ge et Fan[17]).	25
II.17	Temps de séjour en fonction de a) la vitesse ($D_g = 2$ mm) et b) du diamètre ($V_n = 0.7$ m.s ⁻¹) (Biance et al. [5]).	26
II.18	Évolution du diamètre maximum d'étalement en fonction du nombre de Weber (Chen et al. [10]).	28
II.19	Évaluation des corrélations issues de la littérature (Chen et al. [10]).	29
II.20	Évolution temporelle du diamètre d'étalement pour trois liquides de viscosité différente ($D_g = 2.7$ mm et $V = 1.5$ m.s ⁻¹).	31
II.21	Image de l'impact étudié et localisation des prises de mesures (Inada et al. [24]).	31
II.22	Évolution temporelle de l'épaisseur de vapeur au niveau des trois prises de mesures (Inada et al. [24]).	32
II.23	Évolutions temporelle et radiale de l'épaisseur du film de vapeur (Ge et Fan [17]) ($D_g = 3.8$ mm, $We = 60$).	33
II.24	Évolution temporelle de l'épaisseur moyenne du film de vapeur (Ge et Fan [18]).	33
III.1	Vue schématique de l'installation expérimentale.	40
III.2	Image, obtenue par caméra rapide, de l'impact d'une goutte d'eau : $D_g = 250$ μm, $f_{inj} = 15270$ Hz et $V_n = 5$ m.s ⁻¹	43
III.3	Image de fond.	43
III.4	Image binarisée de l'impact d'une goutte dans les configurations de la figure III.2.	43
III.5	Image permettant la calibration des images obtenues par caméra rapide.	43

Table des matières

III.6	Bilan radiatif de l'installation expérimentale.	44
III.7	Flux de photons par pixel en fonction de la température du CN.	45
III.8	Flux de photon par pixel en fonction de la température du CN : modèle et expérience.	47
III.9	Flux de photons par pixel en fonction de la température.	48
III.10	Vue schématique de la configuration étudiée pour le problème direct.	50
III.11	bilan des échanges thermiques au niveau de l'échantillon.	52
III.12	Flux modélisé (Eq.III.49) pour 10 gouttes impactant le disque sur la face AV : $D_g = 100 \mu\text{m}$, $\eta = 0.003$, $T_L = 20^\circ\text{C}$, $D_m = 2$, $t_s = 10 \text{ ms}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$	57
III.13	Profil de température en face AR suite à l'impact d'une goutte d'eau de $100 \mu\text{m}$ en face AV.	59
III.14	Profil de température en face AR suite à l'impact de 10 gouttes d'eau de $100 \mu\text{m}$ pour plusieurs fréquences d'impact.	59
III.15	Résidu quadratique moyen (exprimé en $^\circ\text{C}$) en fonction du nombre d'harmoniques utilisés.	62
III.16	Température simulée (artificiellement bruitée) et température recalculée, $N_h=6$	63
III.17	Température simulée (artificiellement bruitée) et température recalculée, $N_h=6$	63
III.18	Exemple d'inversion et reconstruction spatiale du flux (Eq III.49) pour $D_m = \frac{D_{max}}{D_g} = 5$	65
III.19	Exemple d'inversion et reconstruction spatiale du flux (Eq III.49) pour $D_m = 40$	65
III.20	Exemple d'inversion et reconstruction spatiale du flux (Eq III.49) pour $D_m = 20$	65
III.21	Exemple d'inversion et reconstruction temporelle du flux (Eq III.49).	65
III.22	Exemple d'inversion et reconstruction du flux (Eq III.68).	66
III.23	Résidus quadratiques moyens correspondant à la figure III.22.	66
III.24	Schématisation du disque et calcul du rayon.	67
III.25	Thermogrammes et seuillages successifs pour identifier l'échantillon.	68
III.26	Nombre de pixels par rayon.	69
III.27	Résidu quadratique moyen (exprimé en $^\circ\text{C}$) en fonction du nombre d'harmoniques utilisé.	70
III.28	Température expérimentale et température recalculée, $N_h=5$	71
III.29	Température expérimentale et température recalculée, $N_h=5$	71
III.30	Thermogrammes expérimentaux de l'échantillon pendant a) sa relaxation b) son chauffage.	72

III.31 Évolution temporelle de la température au centre de l'échantillon pendant sa relaxation (en haut) et son chauffage (en bas).	73
III.32 Vue schématique de l'installation et l'équivalent en modèle d'ailette.	73
III.33 Flux de pertes des trois parties (intérieure, extérieure et totale)	76
III.34 Gradient de température entre la partie intérieure et la partie extérieure.	76
III.35 Flux de pertes expérimental et modélisé ($q_{int}S_{int}$).	77
III.36 Flux de pertes expérimental et modélisé (ϕ_{cond}).	79
III.37 Puissance de chauffage estimée.	80
III.38 Ligne de champs magnétique autour des spires inductives.	80
III.39 Répartition des pertes totales.	81
III.40 bilan schématique des sources d'erreur.	82
III.41 Diagramme binaire de phase Oxygène Nickel [3].	84
III.42 Vue microscopique de l'échantillon et de sa couche d'oxyde, réalisée par microscope optique à lumière polarisée.	84
III.43 Estimation du flux de refroidissement en prenant compte d'une épaisseur d'oxyde. . .	85
IV.1 Déformation d'une goutte d'éthanol : $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V_n = 0.05 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$	93
IV.2 Déformation d'une goutte de décane : $D_g = 50 \mu\text{m}$, $V_n = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$	93
IV.3 Déformation d'une goutte d'isopropanol : $D_g = 270 \mu\text{m}$, $V_n = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$	93
IV.4 Déformation d'une goutte d'isopropanol : $D_g = 270 \mu\text{m}$, $V_n = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$	94
IV.5 Déformation d'une goutte d'eau : $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V_n = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 500^\circ\text{C}$. . .	94
IV.6 Déformation d'une goutte d'isopropanol : $D_g = 190 \mu\text{m}$, $V_n = 2.5 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$	94
IV.7 Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau : $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V_n = 4.6 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$	96
IV.8 Effet de la viscosité sur le diamètre d'étalement ($We = 5$).	96

Table des matières

IV.9	Rapport entre le diamètre initial et le diamètre d'étalement de la goutte en fonction du Weber pour de l'eau.	97
IV.10	Rapport entre le diamètre initial et le diamètre d'étalement de la goutte en fonction du Weber pour plusieurs fluides.	98
IV.11	Thermogramme mesuré par caméra IR ($D_g = 177 \mu\text{m}$, $V_n = 6.8 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$).	99
IV.12	Évolution temporelle de la température au centre de l'échantillon ($D_g = 177 \mu\text{m}$, $V_n = 6.8 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$).	99
IV.13	Évolution de l'énergie extraite à la paroi, en fonction de la température de paroi, du fait de l'impact d'un train de gouttes d'eau avec $D_g = 177 \mu\text{m}$, $V_n = 6.8 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$	100
IV.14	Température de Leidenfrost en fonction de la vitesse normale des gouttes d'eau incidentes.	100
IV.15	Effet du diamètre des gouttes d'eau sur l'échange goutte/paroi pour $T_p = 500^\circ\text{C}$	102
IV.16	Effet de la vitesse normale des gouttes d'eau sur l'échange goutte/paroi pour $T_p = 500^\circ\text{C}$ et $D_g = 165 \mu\text{m}$	102
V.1	Schéma des échanges thermiques goutte/paroi	108
V.2	Schématisation de la déformation d'une goutte sur paroi chaude.	109
V.3	Schématisation de l'analogie entre la goutte et le système masse/ressort.	110
V.4	Évaluation de la constante de raideur en fonction de la déformation de la goutte	112
V.5	Évaluation des termes A et B de l'équation V.22 en fonction de la déformation de la goutte ($D_g = 100\mu\text{m}$)	114
V.6	Diamètre d'étalement en fonction du temps ($We = 30$) : expérience et modèle (détermination du couple de constante (i,J)).	116
V.7	Constante d'amortissement en fonction du Re interne à la goutte, pour différents fluides.	116
V.8	Évolution du coefficient r_d en fonction du nombre de Weber pour différents fluides.	117
V.9	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=1$	118
V.10	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=26$	119
V.11	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=30$	119
V.12	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=31$	120
V.13	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=35$	120
V.14	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=40$	121

V.15	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=1$. . .	121
V.16	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=8$. . .	122
V.17	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=20$. . .	122
V.18	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=29$. . .	123
V.19	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=45$. . .	123
V.20	Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=46$. . .	124
V.21	Évolution du diamètre maximum d'étalement pour plusieurs fluides : modèle et expériences.	124
V.22	Évolution du diamètre moyen sur le temps de séjour pour plusieurs fluides : modèle et expériences.	125
V.23	Vue schématique du bilan enthalpique dans la couche de vapeur.	131
V.24	$\delta_v(t)$ pour $D_g = 145 \mu\text{m}$, $V_n = 4 \text{ m.s}^{-1}$ et $T_p = 600^\circ\text{C}$	133
V.25	Évolution de l'épaisseur de vapeur ($We = 15$) [50].	133
V.26	$R(t)$ et $\delta_v(t)$ pour $D_g = 145 \mu\text{m}$, $V_n = 4 \text{ m.s}^{-1}$ et $T_p = 600^\circ\text{C}$	134
V.27	Évolution expérimentale et théorique de l'énergie échangée en fonction de la température de paroi ($D_g = 250 \mu\text{m}$).	135
V.28	Évolution expérimentale et théorique de l'énergie échangée en fonction de la température ($D_g = 250 \mu\text{m}$).	136
V.29	Évolution expérimentale et théorique de l'énergie échangée en fonction de la température ($V_n = 2.5 \text{ m.s}^{-1}$)	136
V.30	Évolution expérimentale et théorique de l'énergie échangée en fonction de la température ($V_n = 3 \text{ m.s}^{-1}$)	137
V.31	Impact de gouttes sur paroi inclinée ($D_g = 100 \mu\text{m}$, $V_n = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$). . .	138

Première Partie

INTRODUCTION

Sommaire

I.1	L'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire	2
I.2	Régimes d'échange de chaleur paroi-fluide et régimes d'écoulement en phase de renoyage	5
I.3	Contexte et enjeux de l'étude	7

I.1 L'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire

Un des accidents de dimensionnement de référence d'un REP¹ est l'Accident de Perte de Réfrigérant Primaire² dont l'étude sert notamment à dimensionner certains systèmes de secours mis en place sur les installations nucléaires.

L'APRP correspond à la rupture d'une tuyauterie du circuit primaire entraînant la dépressurisation de celui-ci et la vaporisation de l'eau du cœur du réacteur. La figure I.1 présente l'évolution de la température des gaines pendant le transitoire accidentel. La brèche peut conduire à une perte de pression, à la vaporisation de l'inventaire en eau du cœur du réacteur, à l'assèchement et à l'augmentation de la température des assemblages (point 1). L'effet conjugué de ces variations de pression et température peuvent entraîner une déformation et un gonflement des gaines des crayons de combustibles pressurisés, notamment suite au changement de phase ($\alpha \rightarrow \beta$) du Zircaloy composant le gainage (point 2). Ces gonflements peuvent générer l'apparition de zones significativement bouchées dans le cœur et influencer ainsi leur refroidissement lors de la phase dite de renoyage (point 3). La figure I.2 présente une coupe radiale de crayons déformés issue des essais Phebus. En comparaison, la figure I.3 montre une vue schématique d'un cœur en géométrie intacte.

¹Réacteur à Eau sous Pression

²APRP

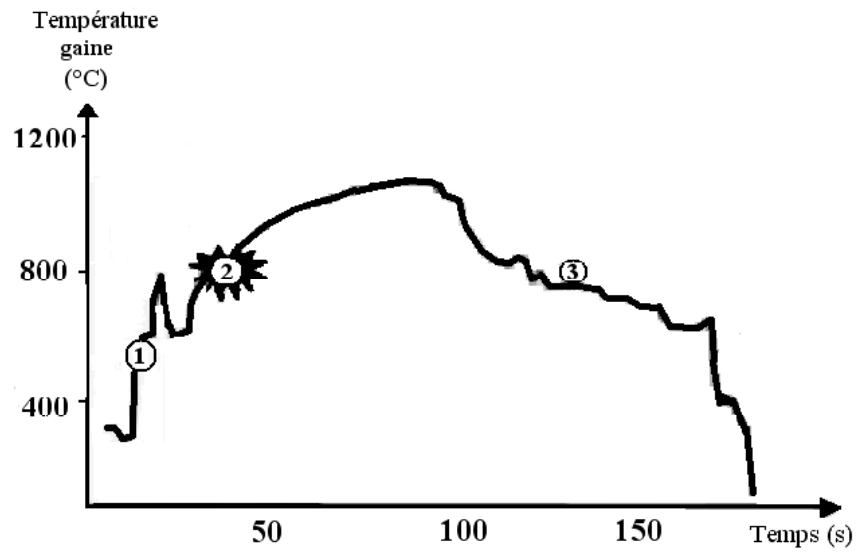


FIG. I.1 – Évolution de la température de gaine en situation d'APRP.

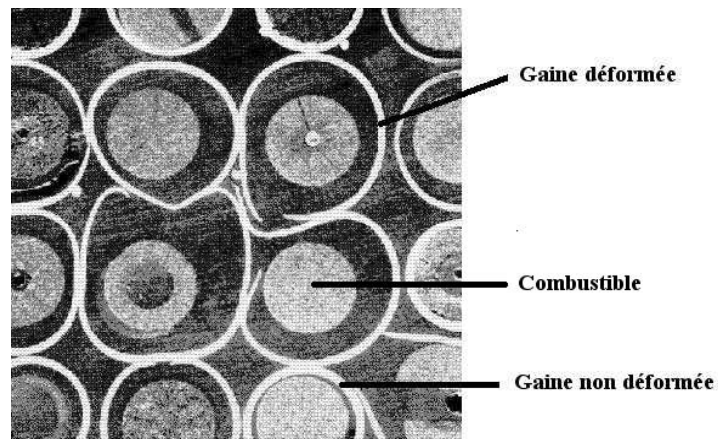


FIG. I.2 – Coupe radiale d'un assemblage déformé, essai Phebus.

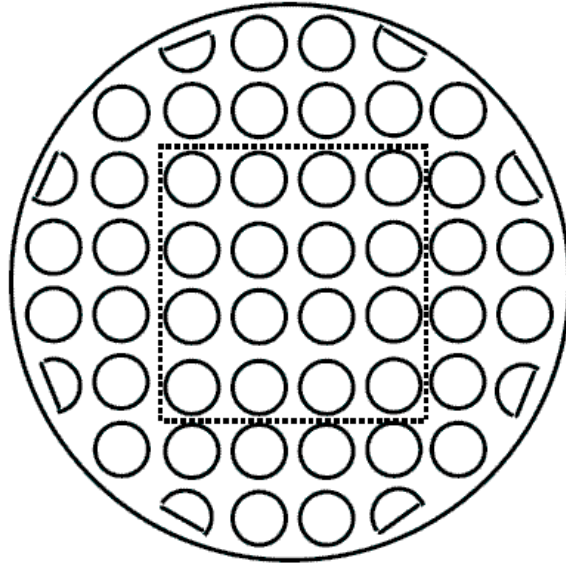


FIG. I.3 – vue schématique d'une coupe radiale d'un assemblage intact (essais CEGB [16]).

Pendant la phase de renoyage, de l'eau est injectée dans le cœur, via l'espace annulaire, dans le but de refroidir les assemblages et assurer l'intégrité du cœur. L'eau progresse principalement dans le cœur de bas en haut. La température des gaines à l'arrivée de l'eau est supérieure à 600°C. Cette température élevée empêche le contact direct de l'eau liquide avec les parois. Il s'ensuit une violente évaporation de l'eau au niveau du front de progression au sein des assemblages, appelé aussi le front de trempe³. Une fois la paroi trempée, sa température est proche de celle de la saturation de l'eau et le refroidissement de cette partie de l'assemblage est assuré. La violente évaporation au niveau du front de trempe augmente significativement le débit de vapeur en aval de ce front et provoque l'arrachement de gouttes d'eau. Ces gouttes d'eau peuvent présenter un comportement inertiel (en fonction de leurs tailles et de la vitesse de l'écoulement vapeur) ou être emportées par la vapeur. En remontant au sein des assemblages, ces gouttes vont partiellement s'évaporer.

Ainsi le long d'un assemblage, au cours de la phase de renoyage, le régime d'écoulement et donc le régime d'échange de chaleur paroi-fluide varient fortement ; on passe progressivement, de bas en haut, de monophasique liquide (annulaire inversé) puis à de la vapeur chargée de gouttelettes (DFFB⁴) et enfin à de la vapeur pure.

³Le front de trempe peut aussi être défini comme l'interface entre l'eau et la vapeur ainsi créée

⁴Dispersed Flow Film Boiling

I.2 Régimes d'échange de chaleur paroi-fluide et régimes d'écoulement en phase de renoyage

Sur la figure I.4, on représente l'ensemble des mécanismes et phénomènes déterminant les transferts de chaleur en paroi des crayons en aval du front de trempe. La thermohydraulique au sein d'une zone ballonnée est idéalisée par l'écoulement au travers de canaux verticaux délimités par la présence de crayons dont les rayons varient (zones ballonnées). On distingue trois zones le long de la progression du front de trempe du bas vers le haut : la zone du front de trempe, la zone vapeur chargée en gouttes et la zone vapeur.

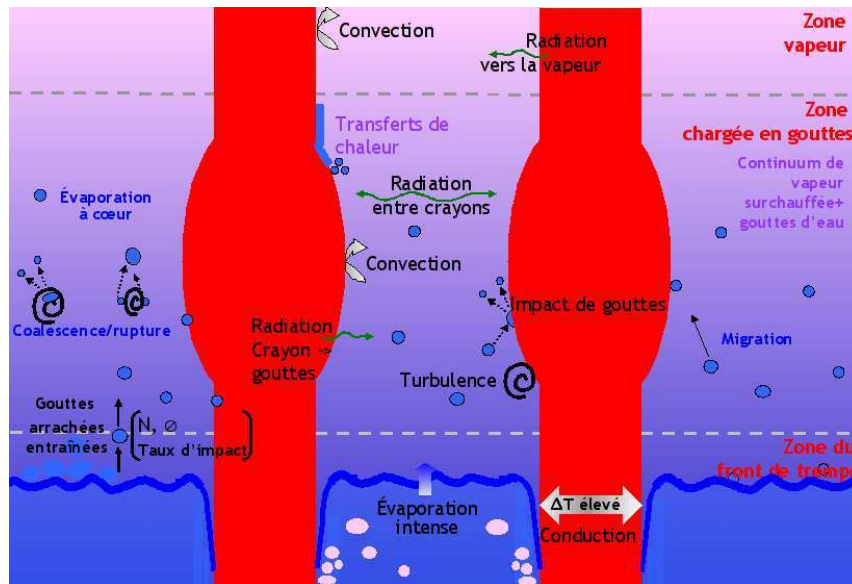


FIG. I.4 – Principaux phénomènes physiques intervenant lors de la phase de renoyage en APRP jouant un rôle dans l'évaluation de la température des crayons dans le cœur.

La zone du front de trempe : Au niveau du front de trempe, on observe la transition entre plusieurs régimes d'ébullition. La zone mouillée (la plus basse) est le siège d'une ébullition dite nucléée formant de nombreuses bulles de vapeur. Plus haut, la paroi est couverte par un film de vapeur tandis que du liquide s'écoule au centre du canal : c'est l'ébullition en film (écoulement annulaire inversé), la température de la paroi est élevée et les échanges convectifs et radiatifs à travers la couche de vapeur entre la paroi et l'interface liquide sont à l'origine d'une forte évaporation. Au sommet de la zone liquide, l'interface est fortement déstabilisée par le flux de vapeur (principalement vertical) généré par ébullition. Ceci est à l'origine d'une fragmentation du liquide continu, des gouttes étant arrachées. Certaines de ces gouttes sont entraînées verticalement par l'écoulement vapeur.

INTRODUCTION

La zone vapeur chargée en gouttes : Au-dessus du front de trempe, les crayons sont en contact avec un écoulement continu de vapeur fortement surchauffée et chargée en gouttes d'eau proche de la saturation. Les transferts de chaleur en paroi sont donc dus :

- à la convection avec cette vapeur,
- aux transferts radiatifs entre crayons, à travers la vapeur et vers les gouttes,
- aux impacts de gouttes sur la paroi.

Plusieurs phénomènes au cœur de l'écoulement affectent ces transferts : l'évaporation des gouttes qui influence la température de la vapeur et la taille des gouttes, la fragmentation des gouttes par l'écoulement vapeur ou par les grilles⁵ (non illustrées sur le schéma), l'agitation de l'écoulement qui détermine la coalescence et le taux d'impact des gouttes ... Les caractéristiques de l'écoulement dans cette zone (débit vapeur, débit et taille des gouttes) sont fortement influencées par les caractéristiques de la zone du front de trempe (topologie de l'écoulement de gouttes, vitesse des gouttes, de la vapeur ...). En pratique, le diamètre des gouttes est de l'ordre de 50 μm à 1 mm [16]. La vitesse des gouttes est de l'ordre de 1 à 2 m.s^{-1} [16].

La modification de la géométrie du canal, due au ballonnement, modifie la structure de l'écoulement (accélération au cœur de l'écoulement, création de zones de recirculation de la vapeur) et donc la dynamique du refroidissement (influence sur les échanges de chaleur vapeur/paroi, sur le taux d'impact de gouttes et sur leur fragmentation).

La zone vapeur : Loin du front de trempe, le canal est rempli de vapeur et les échanges de chaleur crayons/fluide se font principalement par convection et rayonnement.

Ainsi, de nombreux phénomènes interviennent dans l'évaluation de la température des gaines ballonnées lors de la phase de renoyage d'un APRP. Un des enjeux de sûreté est d'évaluer le refroidissement du cœur en situation d'APRP et plus précisément la capacité de l'écoulement diphasique à refroidir le combustible au niveau de ces zones bouchées. Notons à ce propos que la problématique de sûreté portant sur la possibilité de refroidir les zones bouchées est référencée sous le terme de « refroidissabilité ».

⁵grilles permettant le maintien des crayons au sein de l'assemblage. Elles jouent également le rôle d'agitateur de l'écoulement ayant un effet sur les transferts thermiques.

I.3 Contexte et enjeux de l'étude

Dans ce contexte, l'IRSN et plus particulièrement la Direction de la Prévention des Accidents Majeurs (DPAM), a démarré un vaste programme d'études sur la thermohydraulique locale à partir de simulation à l'échelle CFD⁶ à l'aide du code de calcul NEPTUNE_CFD. Les études envisagées concernent la simulation de la thermohydraulique et du couplage avec la thermique de paroi dans la zone chargée de gouttes, en vue de déterminer l'influence du ballonnement. Pour ce faire, il est nécessaire de :

- mener des études pour caractériser finement l'écoulement dans un sous-canal et l'influence du ballonnement sur ce dernier,
- développer des modélisations des phénomènes actuellement non pris en compte par le code NEPTUNE_CFD notamment l'interaction des gouttes avec la paroi et les transferts radiatifs,
- valider et adapter les modélisations existantes, en particulier des phénomènes d'évaporation/condensation et de fragmentation/coalescence des gouttes.

Dans ce contexte précis, ce travail de thèse s'intéresse plus particulièrement aux échanges dans la zone vapeur chargée en gouttes d'eau et, plus précisément, à l'interaction des gouttes avec la paroi dans une configuration caractéristique d'un APRP, à savoir :

- vitesse des gouttes : $V=1$ à 2 m.s^{-1} ,
- diamètre des gouttes : $D_g = 80 \text{ }\mu\text{m}$ à 1 mm ,
- angle d'impact par rapport à la normale à la paroi variant : $\theta = 0$ à 90° ,
- eau à la température de saturation dans un écoulement vapeur surchauffée à la pression de 1 à 3 bar ,
- gaines en Zircaloy dont l'état de surface, inconnu, change au cours du transitoire.

Cette étude s'articule autour de trois axes :

- un axe expérimentation nécessaire à la compréhension du phénomène d'interaction gouttes/paroi,
- un axe modélisation physique des phénomènes. Cette modélisation est validée à partir des observations expérimentales,
- un axe développement de code dans lequel les résultats de l'axe précédent sont intégrés.

Ainsi, le plan de ce document s'inscrit dans la logique de l'étude réalisée. En effet, dans un premier temps, une étude bibliographique de l'impact d'une goutte sur paroi chaude est réalisée. Cette étude mettra en relief le régime d'impact goutte/paroi observé en situation d'APRP. Il sera aussi discuté de l'ensemble des études, actuellement à disposition dans la littérature, sur les échanges thermiques

⁶Computational Fluid Dynamics

gouttes/paroi pour le régime d'impact caractéristique d'une situation d'APRP.

L'objet du deuxième chapitre est de présenter l'installation expérimentale réalisée dans le but de mesurer le flux échangé lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude. L'ensemble des techniques de mesure ainsi que l'ensemble des résultats expérimentaux seront détaillés.

Enfin, le dernier chapitre sera consacré à la modélisation physique du flux échangé goutte/paroi. Cette modélisation sera confrontée aux précédents résultats expérimentaux. On présentera également la généralisation de ce modèle en vu de son implémentation dans le code NEPTUNE_CFD.

Deuxième Partie

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE DE L'IMPACT D'UNE GOUTTE SUR UNE PAROI CHAUDE

Sommaire

II.1	Température de Leidenfrost	10
II.2	Régimes d'impact en régime de Leidenfrost	14
II.3	Échanges thermiques gouttes/paroi en régime de rebond	19
II.4	Synthèse de l'étude bibliographique	34

De nombreux régimes d'impact gouttes/paroi existent en fonction des caractéristiques dynamiques des gouttes impactantes mais également en fonction des caractéristiques thermiques de la paroi impactée : on distingue le dépôt de la goutte sur la paroi, sa désintégration en gouttes secondaires et de nombreux régimes de rebond (rebond parfait, coalescence, satellite, rebond instable ...). Chaque régime d'impact met en jeu des phénomènes physiques (dynamiques et thermiques) différents qui ne peuvent être étudiés que séparément. On montre ainsi que l'étude de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude, et plus précisément l'étude des échanges thermiques gouttes/paroi, passe inévitablement par la mise en relief du régime d'impact observé dans la configuration étudiée (i.e. la topologie de la goutte à l'impact).

Les frontières entre les régimes d'impact varient considérablement et doivent faire l'objet d'une attention toute particulière. On peut différencier, de manière simplifiée, deux types de frontière :

- Une frontière dite « thermique » (dépôt/rebond, dépôt/désintégration) : cette frontière dépend essentiellement, pour un fluide donné, des propriétés de la paroi impactée. Ainsi une étude statique d'une goutte sessile, *i.e.* déposée sur la paroi, permet de caractériser cette frontière.
- Une frontière « dynamique » (rebond/désintégration) : cette frontière dépend essentiellement des caractéristiques dynamiques des gouttes incidentes.

Ainsi, l'objet de ce chapitre est de définir dans un premier temps le régime d'impact observé en situation d'APRP via une étude des deux frontières (thermique et dynamique) entre chaque régime (dépôt, rebond et désintégration). Dans un deuxième temps, l'étude bibliographique des transferts thermiques goutte/paroi, pour le régime d'impact considéré, est présentée.

II.1 Température de Leidenfrost

II.1.1. Définition de la température de Leidenfrost

L'étude de la frontière « thermique » peut être réalisée à partir de l'étude statique d'une goutte déposée sur une paroi chaude. Michiyoshi et Makino [33] se sont intéressés au temps d'évaporation d'une goutte d'eau posée sur des plaques constituées de différents matériaux, Fig.II.1. Des thermocouples permettaient de suivre l'évolution temporelle de la température de la paroi.

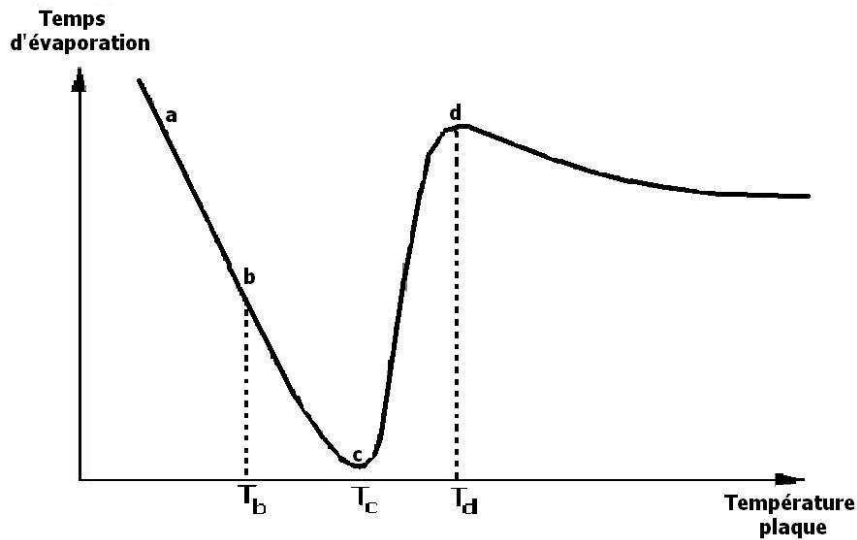


FIG. II.1 – Évolution schématisée du temps d'évaporation en fonction de la température initiale de la paroi.

Michiyoshi et Makino ont mis en exergue 4 zones distinctes (Fig.II.1) :

- *Conduction dans le liquide et Évaporation à l'interface du film liquide [a-b]* : La température de la paroi est en dessous de la température de saturation du liquide (T_{SAT}). La chaleur est transmise à la phase liquide par conduction puis dissipée par évaporation au niveau de l'interface liquide/gaz. Ce régime est caractérisé par un temps d'évaporation long.

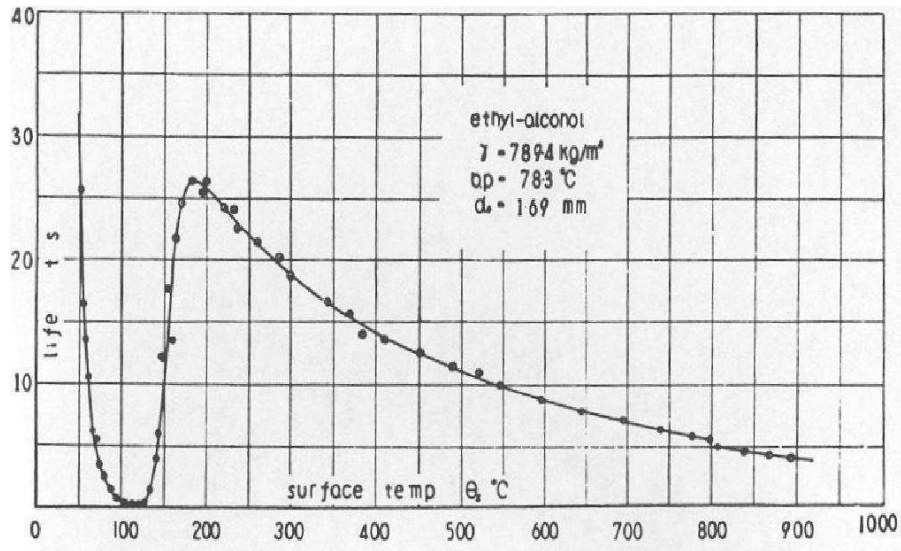


FIG. II.2 – Évaluation du temps d'évaporation d'une goutte d'éthanol en fonction de la température initiale d'une paroi en acier [47].

- *Ébullition nucléée [b-c]* : La température de la paroi est au-dessus de la température de saturation ($T_b = T_{SAT}$). Les premiers sites de nucléation apparaissent en paroi, ainsi que les premières bulles dans la goutte. Plus la température augmente et plus le nombre de sites et la fréquence de nucléation augmentent. On appelle température de Nukiyama, la température T_c pour laquelle le transfert thermique est maximal et donc le temps d'évaporation le plus court.
- *Régime de transition [c-d]* : Le transfert thermique diminue bien que la température de paroi augmente car un film de vapeur instable se forme par intermittence entre la goutte et la paroi. Ce film oppose une certaine résistance à l'échange de chaleur, tandis que les zones mouillées restent dans un régime de transfert thermique comparable à celui de l'ébullition nucléée. La température au point d est appelée la **température de Leidenfrost** [30]. C'est la température pour laquelle le flux thermique est minimum.
- *Évaporation sphéroïdale* : Le temps d'évaporation diminue à nouveau avec la température. La goutte prend une forme sphérique car elle se trouve en lévitation sur un film de vapeur limitant les échanges thermiques. Ce film de vapeur se crée instantanément au contact de la paroi. C'est le **régime de Leidenfrost**.

D'autres auteurs ont retrouvé les mêmes diagrammes pour plusieurs liquides et pour plusieurs matériaux. Nous pouvons citer les travaux de Tamura [47] qui s'est intéressé au dépôt d'une goutte d'éthanol sur une paroi d'acier, Fig.II.2.

Ainsi, la température de Leidenfrost, *i.e.* la température caractérisée par un taux d'évaporation minimum, correspond à la frontière dite thermique entre le régime de dépôt et les régimes de rebond et désintégration. En effet, pour des températures de paroi inférieures à la température de Leidenfrost, les gouttes se déposent sur la paroi formant un film liquide en paroi. Pour des températures supérieures à la température de Leidenfrost, un film de vapeur se crée entre la goutte et la paroi l'isolant thermiquement et permettant son rebond ou sa désintégration suivant les caractéristiques dynamiques des gouttes incidentes.

Il est commun d'utiliser une température adimensionnée, T^* , pour délimiter ces deux régimes. Cette température est définie non seulement par la température de la paroi (T_p) et par la température de Leidenfrost (T_{Leid}) mais également par la température de saturation (T_{SAT}) :

$$T^* = \frac{T_p - T_{SAT}}{T_{Leid} - T_{SAT}} \quad (\text{II.1})$$

Ainsi, $\begin{cases} T^* < 1 \implies & \text{Régime de dépôt} \\ T^* > 1 \implies & \text{Régime de désintégration/rebond} \end{cases}$

La figure II.3 présente un exemple de dépôt d'un train de gouttes monodispersées sur une paroi de Nickel [7] avec $T_p = 120^\circ\text{C}$, $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V = 5.2 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 20^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ khertz}$.

Plusieurs paramètres influent sur le régime de Leidenfrost et plus précisément sur la température nécessaire pour atteindre ce régime. L'objet du paragraphe suivant est de discuter de ces paramètres et de leurs influences sur la température de Leidenfrost.

II.1.2. Paramètres influant le régime de Leidenfrost

Effet de la pression : Des études ont montré que la température de Leidenfrost dépendait fortement de la pression du milieu environnant. Une étude réalisée par Emmerson [15] a permis d'évaluer l'effet de la pression sur la température de Leidenfrost et sur le temps d'évaporation d'une goutte d'eau de diamètre environ 3.82 mm déposée sur une surface chauffée d'acier inoxydable ou de Monel (alliage de Nickel et de cuivre). Les courbes des figures II.5 et II.4 montrent le temps d'évaporation en fonction de la température de la paroi pour plusieurs matériaux : quel que soit le matériau de la surface d'impact, le temps d'évaporation diminue lorsque la pression croît. Ceci était prévisible puisque la chaleur latente d'évaporation diminue avec l'élévation de la pression. Quant à la température du point de Leidenfrost, elle varie dans le même sens que la pression.

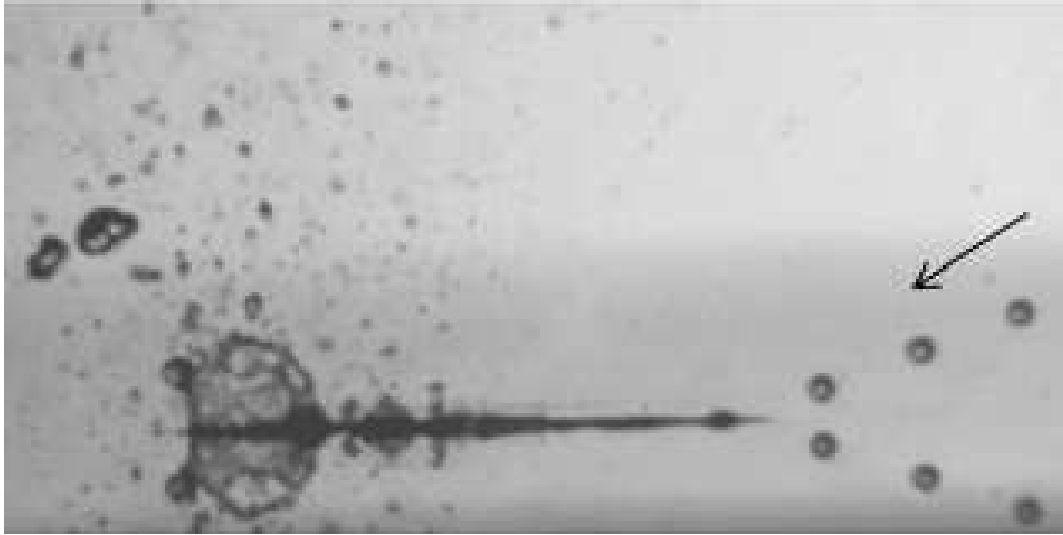


FIG. II.3 – dépôt d'un train de gouttes sur une paroi [7] : $T_p = 120^\circ\text{C}$, $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V = 5.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\theta = 20^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$.

Effet de la rugosité : Contrairement à la température de saturation, la température de Leidenfrost ne dépend pas uniquement de la pression du milieu environnant. En effet, la température de Leidenfrost est également fonction de la rugosité de la paroi. En effet, la présence de rugosités accroît la présence de sites de nucléation favorisant la création d'un film de vapeur. Ainsi, la température nécessaire pour observer le phénomène de Leidenfrost est diminuée.

Effet de la mouillabilité : Selon Emmerson [15], la température de Leidenfrost dépend également de la mouillabilité. La mouillabilité décrit la capacité d'un liquide à s'étaler sur une paroi solide dans une phase environnante gazeuse. Elle se quantifie en mesurant l'angle de contact statique (θ_{stat}). Si cet angle est supérieur à 90° , le liquide est dit « partiellement mouillant ». Dans le cas limite où $\theta_{stat} = 0$, la goutte s'étale complètement sur la paroi et crée un film liquide. L'angle de contact statique peut être considéré comme constant pour un liquide et un type de paroi donnés [34].

Si la mouillabilité est faible, le liquide formera difficilement un film liquide sur paroi et des températures de paroi plus élevées seront nécessaires pour atteindre le régime d'ébullition. Ceci provient de la difficulté du liquide à s'étaler sur la paroi, ce qui réduit la surface de contact entre liquide et le film et par conséquent limite le taux d'évaporation. Ainsi, la température nécessaire à l'observation du phénomène de Leidenfrost augmente.

Les températures des gaines combustibles, en situation d'APRP, sont supérieures à 600°C . Ainsi à la pression caractéristique d'un APRP, la température T^* est nettement supérieure à l'unité. Même s'il

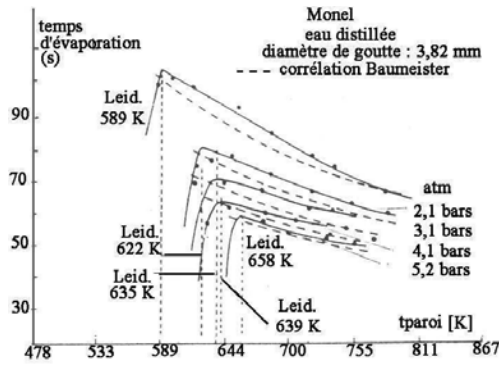


FIG. II.4 – Influence de la pression sur le temps d'évaporation et sur la température de Leidenfrost pour une goutte d'eau impactant une paroi de Monel.

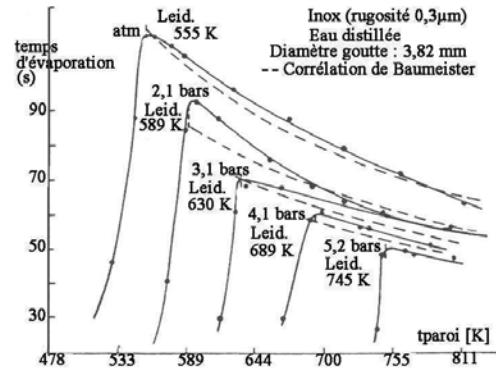


FIG. II.5 – Influence de la pression sur le temps d'évaporation et sur la température de Leidenfrost pour une goutte d'eau impactant une paroi en inox.

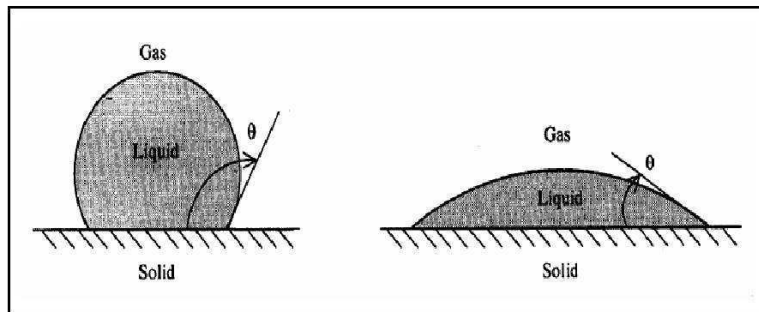


FIG. II.6 – Définition de l'angle de contact θ_{stat} [43].

est difficile d'évaluer la mouillabilité et la rugosité des gaines du combustible en situation accidentelle, cette température est telle que l'on peut difficilement supposer les gouttes impactant dans un autre régime que le régime de Leidenfrost. Les deux régimes d'impact possibles sont donc les régimes de rebond ou de désintégration. Le paragraphe suivant se propose d'évaluer la frontière entre ces deux régimes et de conclure sur le régime d'impact observé en situation d'APRP.

II.2 Régimes d'impact en régime de Leidenfrost

Certains auteurs ([2], [13], [7]) ont expérimentalement observé plusieurs régimes d'impact en régime de Leidenfrost : des rebonds parfaits (Figure II.7.a : la goutte rebondit sur la paroi en gardant sa forme sphérique), de la coalescence (Figure II.7.b : après impact, on observe deux gouttes liées par

un ligament fluide qui finalement se regroupent), des rebonds instables (le temps de contact est plus long que pour le régime précédent et les gouttes mettent plus de temps à redevenir sphériques), des satellites (Figure II.7.c : consistant en deux jets réfléchis, l'un étant dévié de quelques degrés par rapport à l'autre : ce régime est un régime de coalescence pour lequel les gouttes ne se regroupent pas après impact) et la désintégration de la goutte, (Figure II.8).

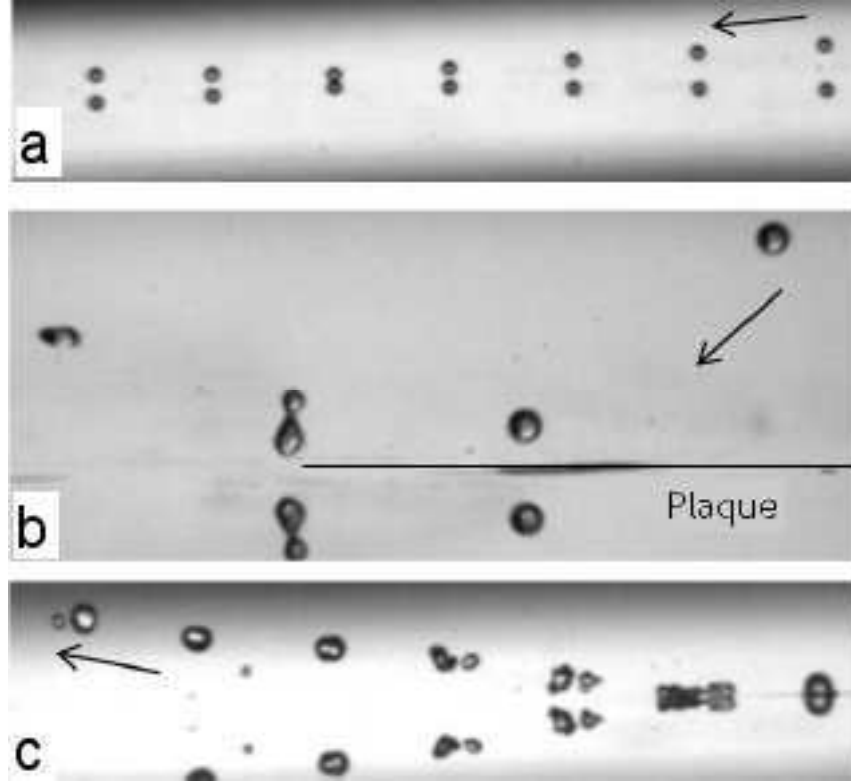


FIG. II.7 – rebond d’un train de gouttes sur paroi chaude [7] : a) Rebond parfait : $T_p = 460^\circ\text{C}$, $D_g = 100 \mu\text{m}$, $V = 7 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 4^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$ b) Rebond coalescence : $T_p = 250^\circ\text{C}$, $D_g = 125 \mu\text{m}$, $V = 6.5 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 36^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$ c) Rebond instable : $T_p = 405^\circ\text{C}$, $D_g = 145 \mu\text{m}$, $V = 10 \text{ m.s}^{-1}$, $\theta = 20^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$.

On passe d’un régime à l’autre, à température de plaque constante, en augmentant l’énergie cinétique incidente de la goutte. En fait, l’énergie cinétique incidente n’est pas le seul paramètre gouvernant le régime d’impact observé. En effet, c’est plus précisément la compétition entre l’énergie cinétique incidente et l’énergie de surface qui impose le régime d’impact observé. Pour cela, le nombre de Weber est défini. Il correspond au rapport entre l’énergie cinétique incidente de la goutte et son énergie de surface :

$$We = \frac{\rho_L V^2 D_g}{\sigma} \tag{II.2}$$

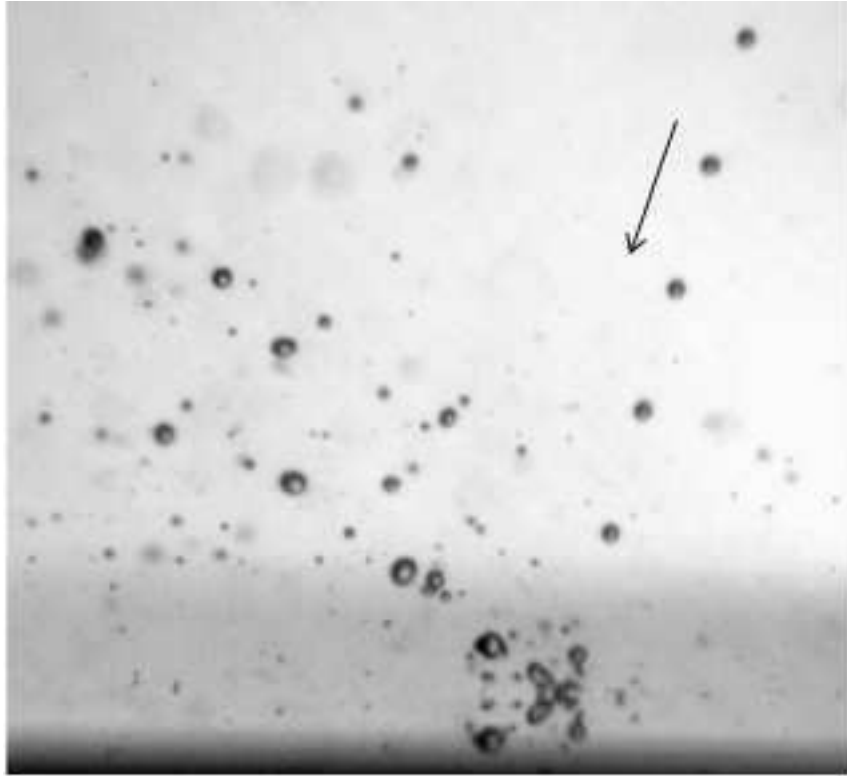


FIG. II.8 – Désintégration d'un train de gouttes sur une paroi chaude [7] : $T_p = 250^\circ\text{C}$, $D_g = 115 \mu\text{m}$, $V = 7.2 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $\theta = 74^\circ$ et $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$.

avec ρ_L et σ , respectivement, la masse volumique et la tension superficielle du liquide et V et D_g , respectivement, la vitesse et le diamètre des gouttes incidentes.

Ainsi, des classifications des régimes d'impact en fonction du nombre de Weber sont présentes dans la littérature. Pour exemple, Wachters et Westerling [49] ont étudié le comportement d'une goutte d'eau de diamètre de 2.2 mm impactant sur une plaque d'aluminium chauffée et proposent la classification suivante :

- $We < 5$: le choc est considéré comme élastique,
- $5 < We < 30$: la goutte rebondit sur la plaque sans subir de grosses déformations,
- $30 < We < 80$: la goutte subit d'importantes déformations lors de l'impact mais ne se désintègre pas, puis elle retrouve une forme sphérique après rebond,
- $We > 80$: la goutte se désintègre.

De manière plus précise, la frontière rebond/désintégration, caractérisée par un nombre de Weber,

dépend de nombreux paramètres. L'effet de chaque paramètre, discuté dans la suite de ce paragraphe, peut être mis à jour par une étude détaillée des mécanismes d'impact et de l'ensemble des phénomènes physiques mis en jeu.

La figure II.9 présente une vue schématique des différentes étapes rencontrées lors de l'impact d'une goutte sur une paroi chaude, à faible nombre de Weber. Lors de l'impact, la goutte se déforme entraînant

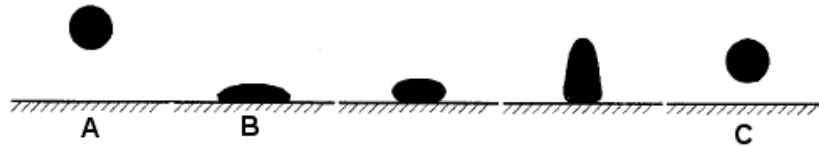


FIG. II.9 – Représentation schématique de la déformation d'une goutte lors de son impact à faible nombre de Weber.

l'augmentation de sa surface et donc de son énergie de surface (Point A, figure II.9) jusqu'à son diamètre maximum d'étalement (point B). Ainsi, lors de cette déformation, un écoulement interne dans la goutte est généré. De nombreux auteurs ont, numériquement, étudié cet écoulement. On peut citer, pour exemple, les travaux de Pasandideh-Fard et al. [39]. La figure II.10 présente le champ de vitesse interne, témoin de l'écoulement, calculé par une méthode « Volume Of Fluid »¹ pour une goutte de $D_g = 2.0$ mm impactant normalement une paroi à la vitesse de $V = 1.3$ m.s⁻¹. Cet écoulement interne a pour effet de dissiper de l'énergie par viscosité. Le nombre de Reynolds, traduisant le rapport entre les forces dynamiques et les forces de viscosité exercées sur la goutte, est utilisé pour quantifier cette dissipation d'énergie interne :

$$\text{Re} = \frac{\rho_L V D_g}{\mu_L} \quad (\text{II.3})$$

Si la goutte garde suffisamment d'énergie de surface, la goutte retrouve sa forme sphérique et rebondit (Point C, figure II.9) sinon elle se désintègre.

Les propriétés dynamiques des gouttes réfléchies (vitesses, angles) sont directement gouvernées par la dissipation d'énergie visqueuse. Si une grande quantité d'énergie est perdue par dissipation visqueuse durant le processus de déformation (énergie cinétique incidente importante, fluide très visqueux ...) les angles et les vitesses des gouttes réfléchies sont inférieurs à ceux incidents. En revanche une goutte de liquide de forte tension superficielle ou de faible énergie cinétique incidente, peut subir un rebond quasi élastique et ainsi conserver ses propriétés dynamiques incidentes. Karl [27] a montré que la quantité de mouvement tangentielle à la plaque se conserve au cours de l'impact et tous les transferts d'énergie

¹Cette méthode de reconstruction d'interface est basée sur une description du taux de vide dans chaque cellule.

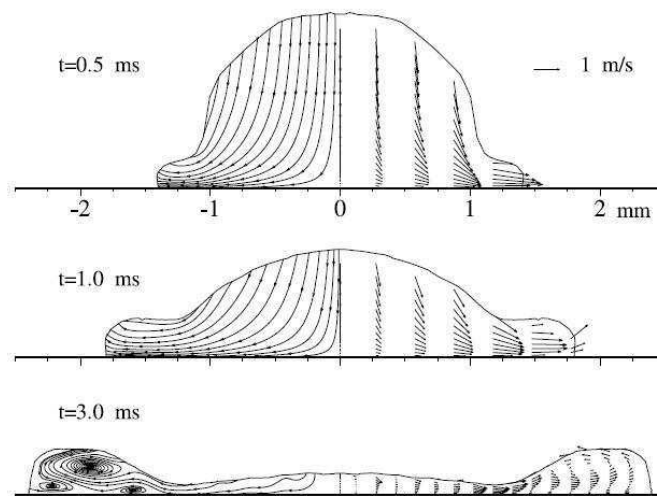


FIG. II.10 – Champ de vitesse interne d’une goutte de $D_g = 2.0$ mm impactant une paroi chaude à la vitesse de $V = 1.3 \text{ m.s}^{-1}$ [39].

se font normalement à la surface d’impact.

Ainsi, le paramètre gouvernant la transition entre le régime de rebond de la goutte et le régime de désintégration est le nombre de Weber des gouttes incidentes, basé sur la vitesse normale à la paroi (We_n). La dépendance de la viscosité sur cette transition n’est pas prise en compte par le nombre de Weber. Pour ce faire, on définit le nombre de Mundo [34] (noté K). Ce nombre regroupe les paramètres de l’impact mais aussi les propriétés physiques du liquide considéré dont la viscosité dynamique, la masse volumique et la tension de surface. Il est donc pratique pour la classification des différents régimes d’impact :

$$K = \sqrt{We} Re^{0.25} \quad (\text{II.4})$$

De nombreuses cartographies d’impact en fonction du nombre de Mundo et de la température T^* sont présentes dans la littérature. La figure II.11 présente une cartographie réalisée expérimentalement dans le cas de l’impact de gouttes sur une paroi de Nickel chauffée [7]. Cette étude montre une limite entre les régimes de rebond et de désintégration se situant pour $K \simeq K_{lim} = 380$.

Les diamètres (de $80 \mu\text{m}$ à 1 mm), les vitesses des gouttes (de 1 à 2 m.s^{-1}) et les angles d’impact (de 0 à 90°), caractéristiques de notre application, correspondent à des nombres de Mundo faibles. En effet, dans le cas limite extrême de l’impact d’une goutte de 1 mm impactant normalement à 2 m.s^{-1} , la valeur de ce nombre est de 50 .

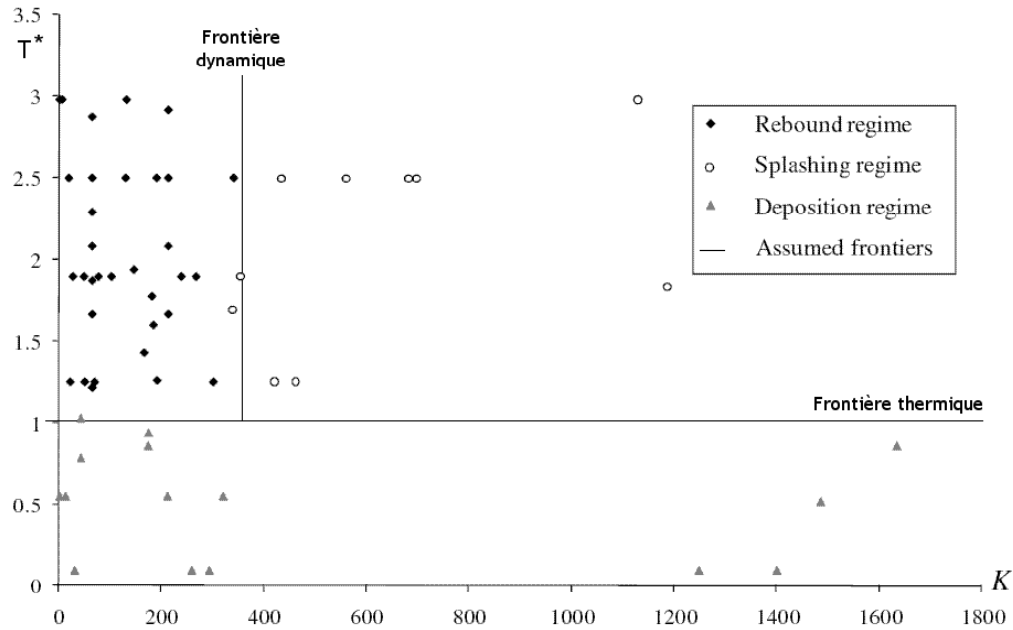


FIG. II.11 – Classification des régimes d’impact en fonction de T^* et K (gouttes d’eau impactant une paroi de Nickel) Castanet et al. [7].

En conclusion, regroupant les analyses thermiques et dynamiques sur les frontières, le régime prédominant, rencontré en situation d’APRP, est le régime de rebond.

II.3 Échanges thermiques gouttes/paroi en régime de rebond

L’objet de cette partie est de présenter l’état de l’art sur l’étude des échanges thermiques entre une goutte et une paroi chaude en régime de rebond.

II.3.1. Études expérimentales

Shi [45] a expérimentalement évalué les échanges thermiques d’une goutte d’eau impactant une surface chaude. Les gouttes étudiées ont des diamètres variant de 2 à 5 mm et impactent à des vitesses de 0.5 à 3 $m.s^{-1}$. La surface (acier inoxydable et cuivre) est chauffée par une résistance placée en

son centre et dont la puissance dissipée est régulée. La mesure du flux échangé entre la goutte et la paroi est directement évaluée en réalisant un bilan de puissance : connaissant la puissance nécessaire pour maintenir la température de la surface constante par calibration sur un cas sans goutte, le flux extrait par l'impact d'un train de gouttes, ϕ , est ainsi directement estimé par soustraction. Les auteurs remontent au flux extrait par une seule goutte, ϕ_g , de la manière suivante :

$$\phi_g = \frac{\phi}{N} \quad (\text{II.5})$$

avec N le nombre de gouttes impactantes directement déduit de la fréquence d'injection utilisée.

Shi [45] montre que la température de la surface joue un rôle primordial sur les échanges goutte/paroi. Il vérifie que pour des températures de paroi supérieures à la température de Leidenfrost, le film de vapeur sous la goutte a pour effet de l'isoler thermiquement. Ce régime, qualifié de régime non mouillant, limite considérablement les échanges thermiques gouttes/paroi (de l'ordre du mJ). Par la suite, Shi n'étudie expérimentalement que l'effet de la température du liquide, l'angle et la vitesse d'impact des gouttes sur le régime mouillant *i.e.* pour des températures de surface inférieures à la température de Leidenfrost. Shi [45] évalue l'incertitude de ces résultats à 10 % et met ainsi en exergue la difficulté d'une telle mesure.

Nous pouvons citer également les travaux expérimentaux de Pederson [40]. Pederson a étudié l'impact d'un train de gouttes de diamètre de 200 à 400 μm avec des vitesses de 3 à 10 m.s^{-1} en régime de Leidenfrost. L'estimation du flux moyen échangé est réalisée à partir de la mesure de l'évolution de la température par un thermocouple placé dans la paroi, continuellement chauffée :

$$\phi_g = \frac{m_g C_{pL}}{N} \frac{dT}{dt} \quad (\text{II.6})$$

Pederson néglige, par cette écriture, tout gradient de température interne et suppose ainsi que la température mesurée et la température en paroi sont égales. Pederson étudie ainsi l'effet de la vitesse d'impact sur le flux échangé. Il montre que l'augmentation de la vitesse des gouttes incidentes entraîne une augmentation du flux échangé. Il montre également le rôle de la température de paroi sur l'échange. La figure II.12 montre l'efficacité de l'échange en fonction de la température de paroi². L'efficacité est définie comme le quotient entre l'énergie prélevée à la paroi (Q_g) et l'énergie nécessaire pour chauffer la goutte ($m_g C_p [T_{SAT} - T_L]$) et l'évaporer complètement ($m_g L_v$) :

$$\epsilon = \frac{Q_g}{m_g [L_v + C_{pL} (T_{SAT} - T_L)]} \quad (\text{II.7})$$

La faible valeur de l'efficacité pour des températures supérieures à la température de Leidenfrost témoigne de l'aspect isolant du film de vapeur ainsi formé. Il montre également que l'efficacité et donc

²à titre indicatif : $[K] = \frac{5}{9} ([F] + 459.67)$ et $1 \text{ ft} \simeq 300 \text{ mm}$

l'échange goutte/paroi ne dépend plus de la température de surface en régime de Leidenfrost (*i.e.* pour $T_p > T_{Leid}$). Il trouve, pour ce régime, des valeurs d'efficacité de 0.04 à 0.25 pour une large gamme de nombre de Weber (de 20 à 700).

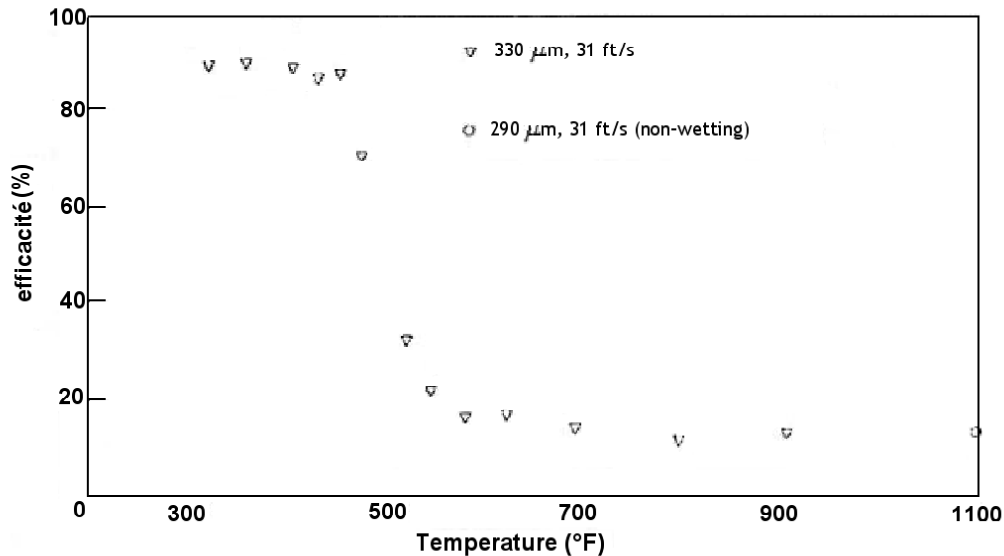


FIG. II.12 – Évolution de l'efficacité en fonction de la température de paroi (Pederson [40]).

Kendall [29] mesure, de la même manière que Shi, l'efficacité de l'échange goutte/paroi et étudie l'effet du nombre de Weber sur cette efficacité ($We = 10$ à 50). Il étudie l'impact d'un train de gouttes sur un cylindre d'acier et de cuivre chauffé par une résistance placée en son centre et contrôlée en puissance. La figure II.13 montre l'évolution de l'efficacité en fonction du nombre de Weber pour 4 diamètres de gouttes différents ($D_g = 250, 260, 290, 350 \mu\text{m}$). Kendall montre qu'une augmentation du nombre de Weber entraîne une augmentation de l'efficacité et donc de l'échange goutte/paroi. Les valeurs de l'efficacité sont comprises entre 0.02 et 0.1. Ces valeurs sont cohérentes avec celles de Pederson.

En conclusion, peu de données expérimentales sont disponibles dans la littérature concernant l'énergie échangée gouttes/paroi en régime de rebond. La complexité de la réalisation d'une mesure fine et précise de cette énergie, en régime de rebond, a incité certains auteurs à préférer une approche théorique de l'échange. L'objet du chapitre suivant est de présenter ces études théoriques.

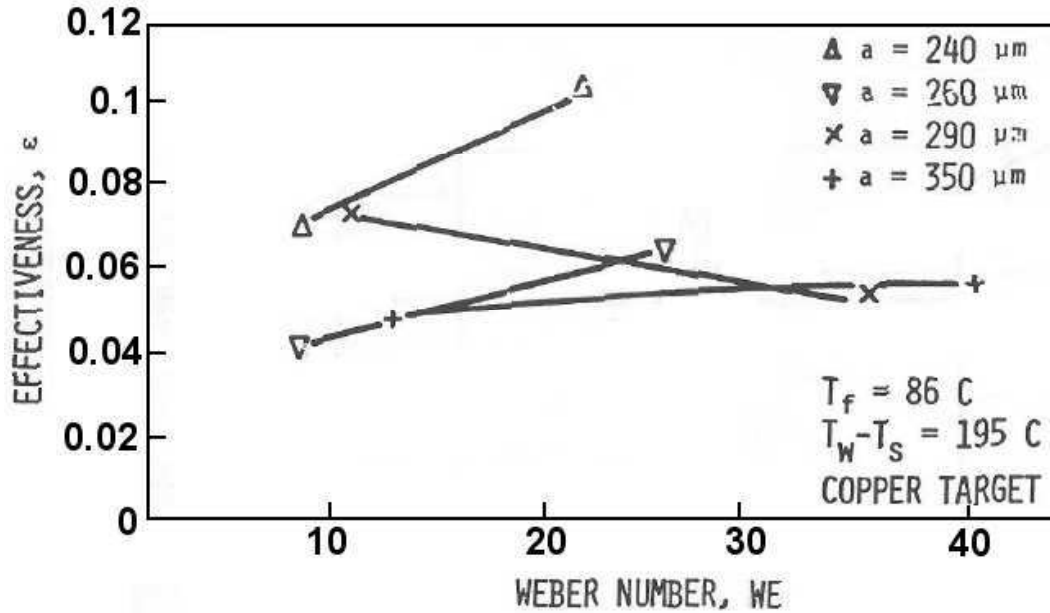


FIG. II.13 – Évolution de l'efficacité en fonction du nombre de Weber (Kendall [29]).

II.3.2. Modélisation et simulation de l'échange goutte/paroi

Guo [19] modélise le flux échangé entre la goutte et la paroi comme un flux conductif entre la paroi (à $T = T_p$) et l'interface de la goutte (à $T = T_{sat}$) à travers l'épaisseur de vapeur (δ_v) :

$$\phi_g = \frac{\lambda_v (T_p - T_{sat}) \pi D_b^2}{4\delta_v} \quad (\text{II.8})$$

avec D_b le diamètre de la base de la goutte évoluant au cours de l'impact et donc au cours du temps (Figure II.14), modélisé comme suit :

$$\frac{D_b}{D_g} = \sqrt{6.97 \left(\frac{t}{t_s} - \left(\frac{t}{t_s} \right)^2 \right)} \quad (\text{II.9})$$

t_s représente le temps de séjour de la goutte sur la paroi. La figure II.14 donne une représentation schématique de l'étalement d'une goutte sur une paroi chaude et illustre la définition du temps de séjour. t_s est donc le temps pendant lequel la goutte est en contact avec la plaque.

De nombreux auteurs ([19], [25], [6]) montrent qu'une surpression dans le film de vapeur apparaît due aux forces d'inertie, induites par l'accélération et le poids de la goutte incidente. Cette surpression est à l'origine d'un écoulement au niveau de ce film de vapeur. Afin de prendre en compte le flux convecté par cet écoulement, Inada [25] considère un flux convectif par l'intermédiaire d'un coefficient d'échange (i.e. un nombre de Nusselt Nu) :

$$\phi_g = Nu \frac{\lambda_v (T_p - T_{SAT}) \pi D_b^2}{4\delta_v} \quad (\text{II.10})$$

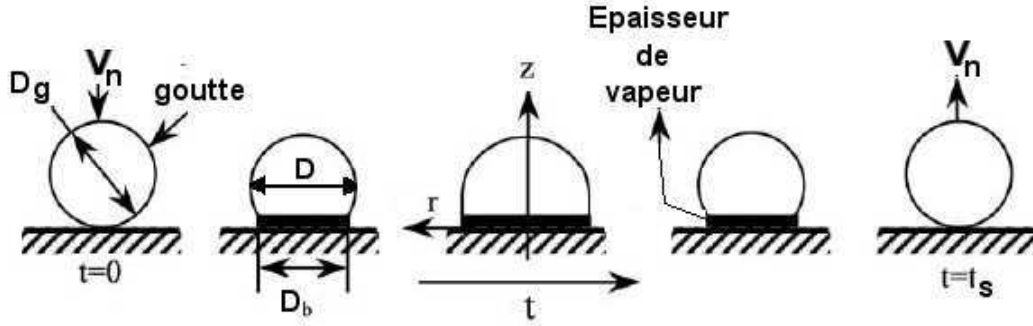


FIG. II.14 – Vue schématique de la goutte lors de son rebond [19].

Dans cette étude, Inada considère, par simplification, que la goutte s'étale en adoptant une forme cylindrique. Le diamètre de sa base (D_b) et son diamètre d'étalement (D) sont donc confondus.

Le nombre de Nusselt est un nombre adimensionnel représentant le rapport entre le transfert thermique convectif et le transfert thermique conductif. Inada utilise la corrélation suivante :

$$Nu = 2.80 T_h^{-0.46} \left(\frac{We}{2} + 13 \right)^{-0.56} Bo^{-0.056} Pr^{0.31} \quad (\text{II.11})$$

avec T_h le nombre de Weber basé sur la vitesse de la vapeur et sur son épaisseur, Bo et Pr respectivement le nombre de Bond³ ($Bo = \frac{\rho_L g D_g^2}{\sigma}$) et le nombre de Prandtl⁴ de la vapeur ($Pr = \frac{C_p \mu_v}{\lambda_v}$).

Dans toutes les études, l'énergie échangée goutte/paroi est l'intégrale de ces flux sur le temps de séjour de la goutte sur la plaque :

$$q_g = \int_0^{t_s} \phi_g dt \quad (\text{II.12})$$

Ge et Fan [17] étudie l'impact d'une goutte sur une paroi chaude à partir de simulation numérique basée sur une méthode de suivi d'interface (« 3D level set method »). L'utilisation de cette méthode permet ainsi de suivre la variation de surface de la goutte et donc sa déformation au contact de la plaque. Les simulations sont couplées avec la résolution des :

- équations de Navier Stokes appliquées à l'écoulement dans le film vapeur permettant de simuler la distribution de pression et de vitesse dans cet écoulement,
- équations d'énergie dans le liquide, la vapeur et à la paroi et aux interfaces paroi/vapeur et vapeur/liquide.

³Ce nombre compare les forces de volumes, ici la gravité, et les forces capillaires.

⁴Ce nombre est le rapport entre la diffusivité de quantité de mouvement et la diffusivité thermique.

La figure II.15 présente l'évolution temporelle du flux prélevé à la paroi par l'impact d'une goutte d'eau ($D_g = 3.8 \text{ mm}$, $We = 60$, $T_p(t = 0 \text{ s}) = 400^\circ\text{C}$). Pour un temps $t < 8 \text{ ms}$, le flux prélevé à la paroi oscille autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 2000 W.cm^{-2} . Ces oscillations sont dues aux variations de l'épaisseur du film de vapeur se créant entre la goutte et la paroi. Lorsque la distance entre la goutte et la paroi après rebond est telle que la goutte n'échange plus avec la paroi, le flux diminue considérablement jusqu'à s'annuler ($t > 8 \text{ ms}$). Ces conclusions se retrouvent dans les travaux de Chen [9].

La figure II.16 présente l'évolution radiale de ce flux pour plusieurs temps (eau, $D_g = 3.8 \text{ mm}$, $We = 60$, $T_p(t = 0 \text{ s}) = 400^\circ\text{C}$). Ge montre que le flux est directement lié au diamètre d'étalement de la goutte sur la plaque. Les fluctuations observées, pour un temps donné, sont également dues aux variations de l'épaisseur de vapeur.

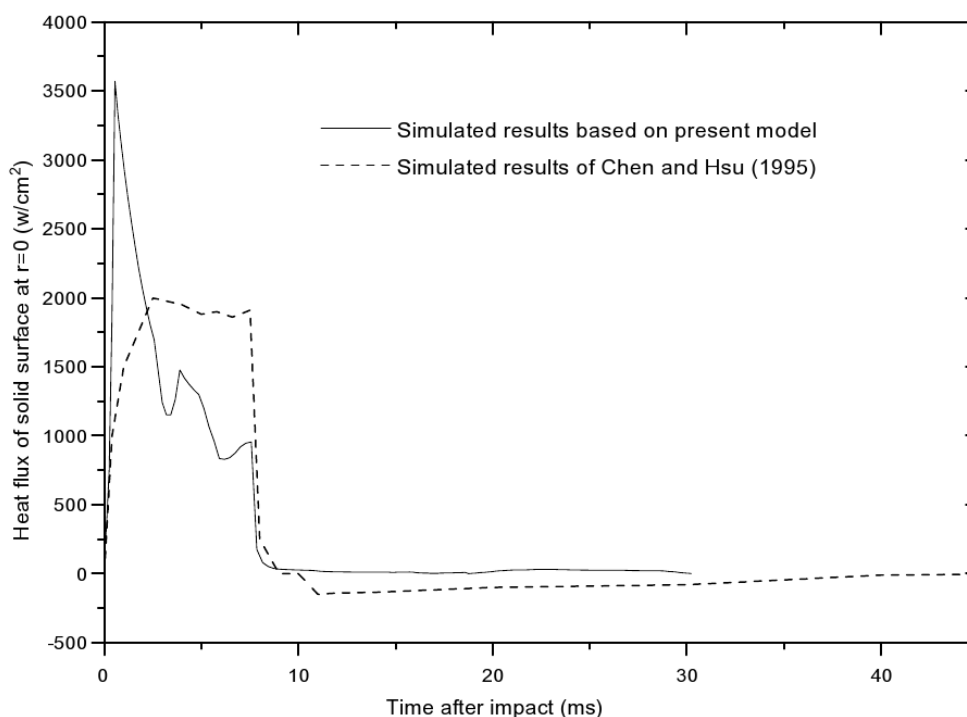


FIG. II.15 – Évolution temporelle du flux prélevé à la paroi par l'impact d'une goutte d'eau ($D_g = 3.8 \text{ mm}$, $We = 60$) (obtenue par Ge et Fan [17]).

En conclusion, les études numériques ont mis en relief les paramètres clefs gouvernant l'énergie échangée goutte/paroi, à savoir :

- le temps de séjour de la goutte (t_s),

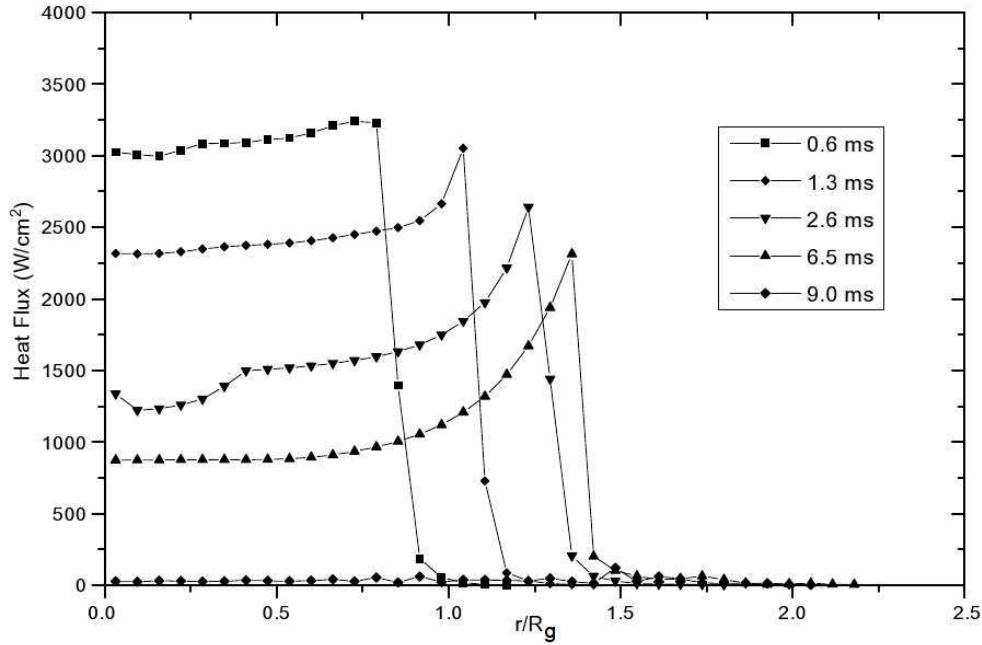


FIG. II.16 – Évolution radiale et temporelle du flux prélevé à la paroi par l’impact d’une goutte d’eau ($D_g = 3.8$ mm, $We = 60$) (obtenue par Ge et Fan[17]).

- le diamètre d’étalement (D),
- l’épaisseur du film de vapeur (δ_v).

Tous les auteurs s’accordent sur l’utilisation d’une des deux modélisations du flux présentées (flux purement conductif ou convectif). En revanche, une grande diversité d’approches sont présentes dans la littérature pour modéliser ces trois paramètres clés. L’objet de la suite de ce paragraphe est de donner une vision globale de l’ensemble des approches (expérimentales, théorique et numérique) concernant ces 3 paramètres (temps de séjour, diamètre d’étalement et épaisseur du film de vapeur).

II.3.3. Temps de séjour

Le temps de séjour (t_s) est défini comme le temps où la goutte reste en contact avec la paroi. De nombreux auteurs ([42], [5]) ont expérimentalement observé que ce temps de séjour dépend fortement du diamètre initial ainsi que des propriétés du liquide utilisé. De plus, ils montrent que les caractéristiques dynamiques (vitesse, angle d’impact ...) semblent ne pas jouer un rôle sur le temps de séjour. Pour exemple, la figure II.17) présente l’évolution du temps de séjour en fonction de la vitesse et du diamètre des gouttes impactantes. Il apparaît que le temps de séjour est constant en fonction de la vitesse et dépend uniquement du diamètre initial des gouttes. De nombreuses études ([33], [22]) supposent que le

temps de séjour est du même ordre de grandeur que la période d'oscillation libre d'une goutte dérivée par Rayleigh [41] :

$$t_s = C \sqrt{\frac{\rho_L R_g^3}{\sigma}} \quad \text{avec} \quad C = \frac{\pi}{\sqrt{2}} = 2.22 \quad (\text{II.13})$$

Cependant, Akao [1] et Chen [11] trouvent une mauvaise adéquation entre ce modèle et leurs résultats expérimentaux. Chandra [8] montre qu'une goutte de n-Heptane de 1.5 mm de diamètre, a un temps de séjour supérieur de 3 ms au temps obtenu par la corrélation II.13. Biance [5] propose, de leurs expériences d'impact de gouttes d'eau, une valeur de C égale à 2.65 donnant de meilleurs résultats vis à vis des résultats expérimentaux.

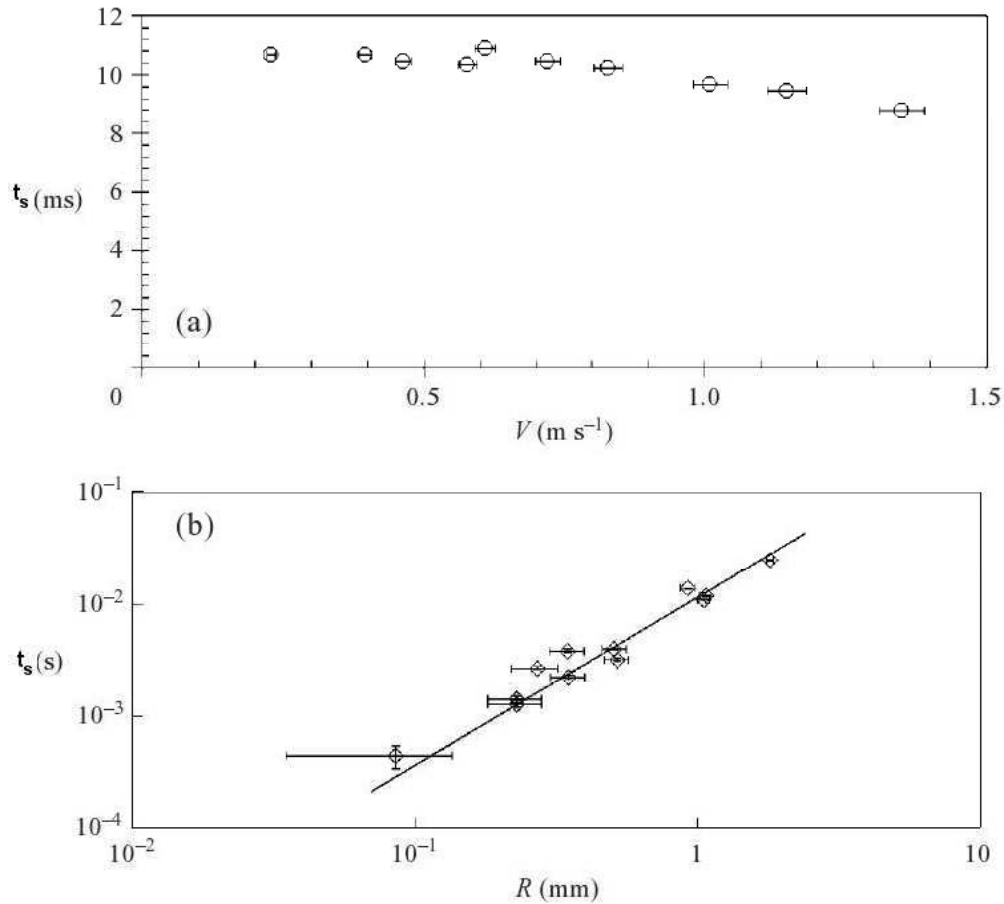


FIG. II.17 – Temps de séjour en fonction de a) la vitesse ($D_g = 2$ mm) et b) du diamètre ($V_n = 0.7 \text{ m.s}^{-1}$) (Biance et al. [5]).

II.3.4. Diamètre d'étalement

De nombreuses études expérimentales se sont consacrées à l'étude du diamètre d'étalement et de son maximum. Chen [10] a étudié l'impact de gouttes de Diesel impactant une surface d'acier chauffée et maintenue à température constante de 480°C. Dans cette étude, le diamètre des gouttes varie de 500 à 950 μm pour des vitesses de 0.93 à 1.767 $\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ et des angles d'impact de 20 à 60°. Des images de l'impact sont obtenues par caméra rapide. Le traitement de ces images permet d'évaluer le diamètre maximum d'étalement. Chen définit un diamètre adimensionné construit à partir du diamètre initial des gouttes :

$$D_m = \frac{D_{max}}{D_g} \quad (\text{II.14})$$

Chen étudie l'effet du nombre de Weber, normal à la paroi, sur D_m . La figure II.18 montre l'évolution de D_m en fonction du nombre de Weber normal. Chen montre ainsi qu'une augmentation de ce nombre (traduisant une énergie cinétique à l'impact importante et/ou une tension de surface faible) entraîne une augmentation du diamètre maximum d'étalement.

De plus, Chen évalue théoriquement D_m à partir de la réalisation d'un bilan d'énergie au niveau de la goutte : une partie de l'énergie cinétique de la goutte incidente se convertit en énergie de surface (due à la déformation de la goutte) et une autre partie est dissipée par viscosité (due à l'écoulement interne à la goutte). Ainsi, avant l'impact, les énergies, cinétique (E_{c0}) et de surface (E_{s0}), s'écrivent :

$$E_{c0} = \frac{1}{2}\rho_L V_n^2 \quad E_{s0} = \sigma\pi D_g^2 \quad (\text{II.15})$$

La goutte est supposée s'étaler en adoptant une forme cylindrique de diamètre maximum D_{max} et de hauteur h évaluée en écrivant la conservation du volume de la goutte. L'énergie de surface, au maximum de l'étalement de la goutte, s'écrit :

$$E_{s1} = \sigma \left(\frac{\pi D_{max}^2}{2} + \pi D_{max} h \right) \quad (\text{II.16})$$

La dissipation Φ est évalué à partir de l'écriture mathématique proposée par Jiang [26] :

$$\Phi = \frac{C}{16}\rho_L\pi D_g^3 V_n^2 \quad (\text{II.17})$$

C est une constante fixée à 0.5 [12].

L'écriture de ce bilan d'énergie permet d'obtenir une équation sur D_m :

$$E_{c0} + E_{s0} = E_{s1} + \Phi \quad \longrightarrow \quad D_m^3 - 2(0.052 We_n + 1) D_m + \frac{4}{3} = 0 \quad (\text{II.18})$$

La figure II.18 compare D_m évalué à partir de la résolution de l'équation II.18 avec les résultats expérimentaux de Chen [10] et de Chandra [8]⁵. Chandra réalise des mesures de diamètre maximum

⁵Un seul point expérimental de Chandra est utilisé par l'auteur sur cette figure.

d'étalement à partir de photographies d'impact de gouttes de n-Heptane. Le modèle de Chen présente de bons résultats pour $We < 30$. Cependant, l'erreur est estimée à 7 % pour des nombres de Weber plus élevés ($30 < We < 50$). L'augmentation de l'erreur dans les cas de nombres de Weber élevés (traduisant une forte énergie cinétique et donc une forte dissipation visqueuse) peut témoigner d'une mauvaise prise en compte de cette dissipation d'énergie.

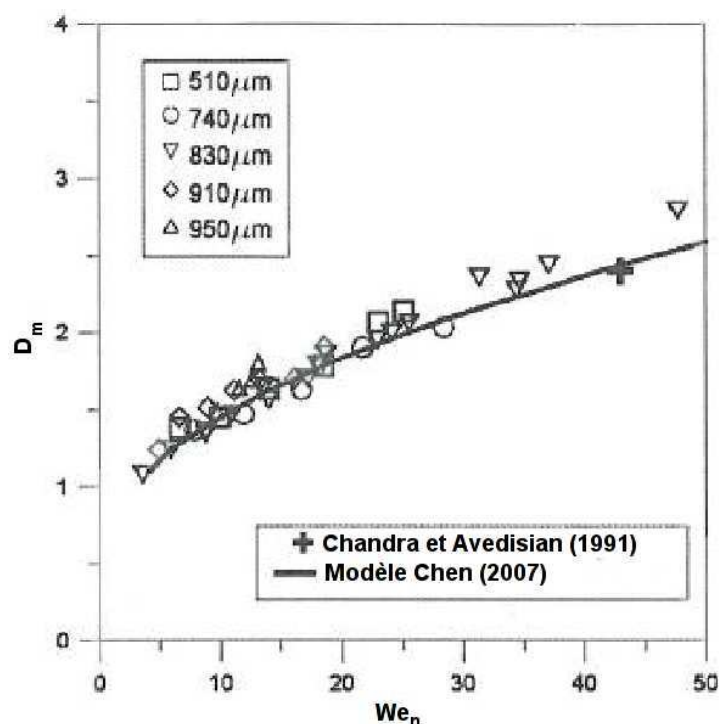


FIG. II.18 – Évolution du diamètre maximum d'étalement en fonction du nombre de Weber (Chen et al. [10]).

De nombreuses autres corrélations sont présentes à ce jour dans la littérature. Le tableau II.1 résume l'ensemble des corrélations et les conditions de leurs réalisations. L'obtention de ces corrélations est basée sur l'hypothèse que la variable, explicative de l'étalement d'une goutte sur la paroi, est uniquement le nombre de Weber normal à la paroi. Il est à noter que toutes ces corrélations ont été expérimentalement validées dans les conditions décrites sur le tableau II.1. La figure II.19 compare ces corrélations avec les résultats expérimentaux de Chen [10] réalisés pour des gouttes Diesel. Cette figure montre que l'ensemble des corrélations présente des résultats divers vis à vis de ceux expérimentaux. La qualité des corrélations semble donc être directement liée à leurs conditions d'obtention et d'utilisation.

De manière plus générale, une bonne prédiction du diamètre d'étalement passe inévitablement par une prise en compte précise de la dissipation visqueuse. Le nombre de Weber n'est donc pas la variable

suffisante pouvant caractériser, quelque soit le liquide utilisé, l'étalement d'une goutte. Pour ce faire, la viscosité doit être prise en compte.

Pour mettre en évidence le rôle de la viscosité sur l'étalement de la goutte, Sikalo [46] a expérimentalement étudié l'impact de gouttes de trois liquides différents (eau : $\mu_{eau} = 1 \text{ mPa.s}$, isopropanol : $\mu_{iso} = 2.4 \text{ mPa.s}$ et glycérine : $\mu_{gly} = 116 \text{ mPa.s}$). La figure II.20 montre l'étalement d'une goutte pour ces trois liquides. Pour s'affranchir de l'effet de la tension superficielle, Sikalo compare l'impact d'une goutte pour un même nombre de Weber. Il montre ainsi qu'un fluide s'étale d'autant plus que sa viscosité est faible.

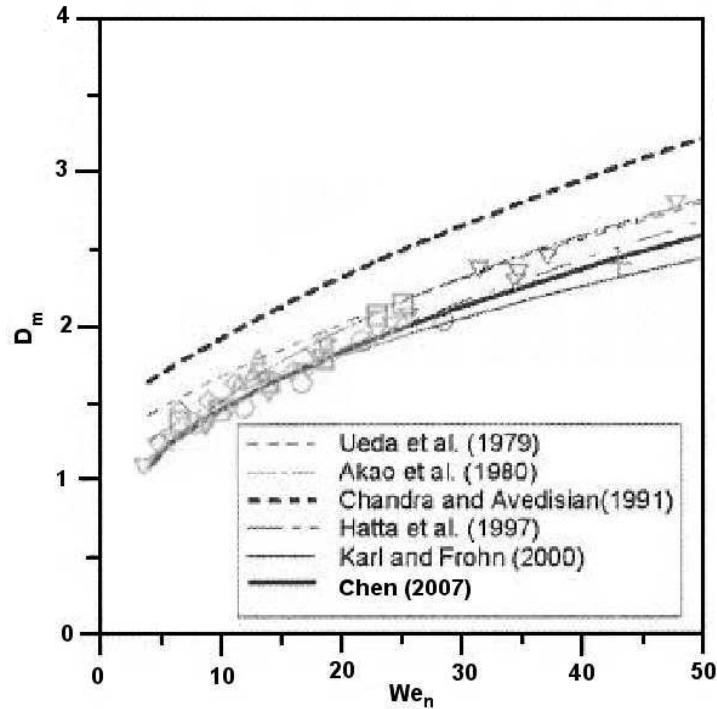


FIG. II.19 – Évaluation des corrélations issues de la littérature (Chen et al. [10]).

II.3.5. Épaisseur de la couche de vapeur

Inada [24] s'intéresse à l'impact d'une goutte d'eau ($D_g = 2.3 \text{ mm}$) impactant un cylindre de cuivre chauffé à une température de 180 à 500°C. Les nombres de Weber étudiés sont compris entre 12 et 15. L'installation expérimentale est composée d'un laser He-Ne et de plusieurs capteurs disposés après la zone d'impact. Le principe est de mesurer l'atténuation du faisceau laser au passage du film de vapeur. A partir d'un important travail de calibration, Inada estime ainsi une épaisseur de vapeur locale au niveau de chaque capteur. La position relative des capteurs par rapport à l'impact est présentée sur

Auteurs	Paramètres	Corrélations	Conditions
Ueda [48]	$0.9 < D_g < 3.0 \text{ mm}$ $0.6 < V < 3.0 \text{ m.s}^{-1}$ $T_p = 300^\circ\text{C}$ $10 < We_n < 200$	$D_m = 0.87 \left(\frac{We_n}{6} + 2 \right)^{1/2}$	L : Eau/fréon P : acier/cuivre
Akao [1]	$2.1 < D_g < 2.9 \text{ mm}$ $0.66 < V < 3.21 \text{ m.s}^{-1}$ $T_p = 400^\circ\text{C}$	$D_m = 0.631 We_n^{0.39}$	L : Eau/Ethanol P : cuivre
Chandra [8]	$D_g = 1.5 \text{ mm}$ $V = 0.93 \text{ m.s}^{-1}$ $T_p = 250^\circ\text{C}$ $We_n = 43$	$\frac{3We_n D_m^4}{2Re} + (1 - \cos(\theta_{stat})) D_m^2 - \left(\frac{1}{3} We_n + 4 \right) = 0$	L : n-Heptane P : acier
Hatta [22]	$0.3 < D_g < 0.6 \text{ mm}$ $1.7 < V < 5.7 \text{ m.s}^{-1}$ $T_p = 500^\circ\text{C}$ $10 < We_n < 200$	$D_m = 0.093 We_n^{0.74} + 1$	L : eau P : inconel
Karl [27]	$0.07 < D_g < 0.26 \text{ mm}$ $T_p = 550^\circ\text{C}$ $T_p = 600^\circ\text{C}$	$D_m^3 - \left[\frac{We_n}{6} \left(\frac{1-r_n^2}{2} \right) + 2 \right] D_m + \frac{4}{3} = 0$ avec $r_n = 1 - 0.263 We_n^{0.257}$	L : Eau/Ethanol P : acier/cuivre
Biance [5]	$D_g = 2 \text{ mm}$ $T_p = 280^\circ\text{C}$ $10 < We_n < 100$	$D_m = We_n^{1/4}$	L : Eau P : acier

TAB. II.1 – Corrélations sur le diamètre maximum d'étalement avec $D_m = D_{max}/D_g$ (L = Liquide et P = Paroi).

la figure II.21. La figure II.22 présente l'évolution temporelle de l'épaisseur de vapeur au niveau des trois capteurs. Le temps $\tau = 0$ correspond au début de l'impact. Inada évalue l'ordre de grandeur de l'épaisseur de vapeur à quelques micromètres ($\simeq 5\mu\text{m}$). La précision d'une telle mesure peut porter à discussion. Cependant, il est intéressant de remarquer que l'évolution temporelle de l'épaisseur de vapeur en son centre montre une fluctuation de sa valeur. Inada qualifie cette fluctuation de non physique et l'attribue à un problème de mesure. La complexité d'une telle mesure a poussé de nombreux auteurs à étudier ce film de vapeur sur la base de simulations numériques. Nous pouvons, par exemple, citer les travaux de Ge ([18], [17]). Ge étudie l'impact d'une goutte sur une paroi chaude à partir de

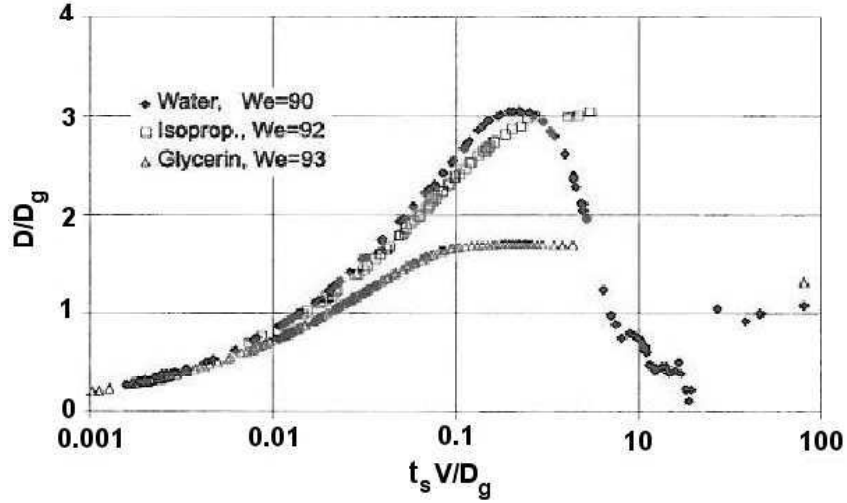


FIG. II.20 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement pour trois liquides de viscosité différente ($D_g = 2.7 \text{ mm}$ et $V = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$).

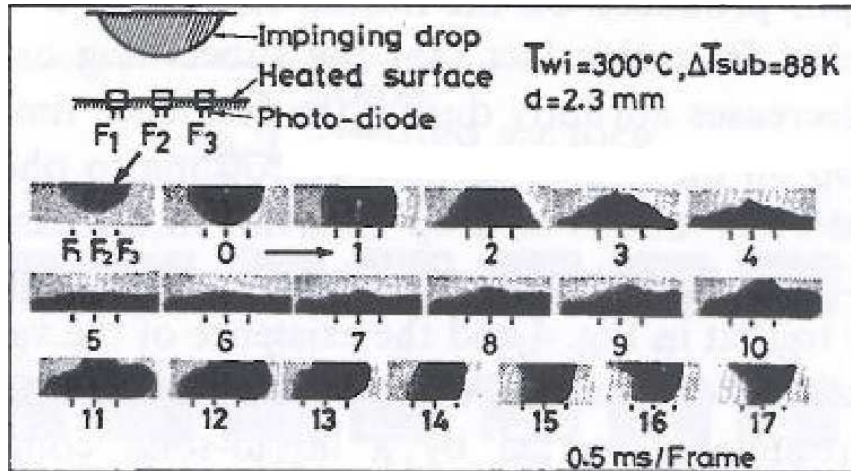


FIG. II.21 – Image de l'impact étudié et localisation des prises de mesures (Inada et al. [24]).

simulations numériques basées sur une méthode de suivi d'interface (« 3D level set method ») couplées avec un modèle d'écoulement dans le film vapeur. L'utilisation de cette méthode permet ainsi de suivre la déformation de la goutte ainsi que la variation de l'épaisseur du film de vapeur. La figure II.23 présente l'évolution radiale de l'épaisseur de vapeur pour plusieurs temps pendant l'impact d'une goutte d'eau ($D_g = 2.3 \text{ mm}$, $We = 15$) sur une paroi à 400°C . Ge montre que les fluctuations de l'épaisseur du film en son centre, observées par Inada, s'expliquent par les variations de pression interne du fait de l'évaporation continue de la goutte à l'origine de l'écoulement dans l'épaisseur vapeur.

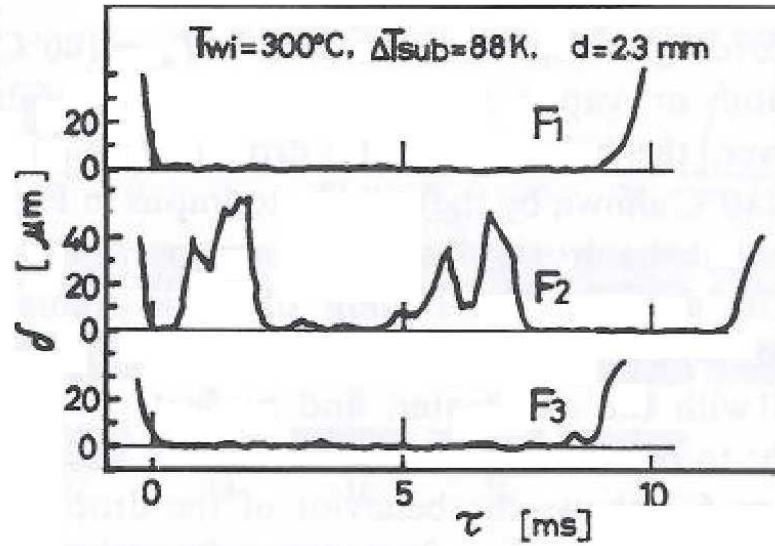


FIG. II.22 – Évolution temporelle de l'épaisseur de vapeur au niveau des trois prises de mesures (Inada et al. [24]).

Ge, observe également et pour les mêmes raisons, des fluctuations radiales de l'épaisseur du film de vapeur. La figure II.24 montre l'évolution de l'épaisseur moyenne, sur le rayon, au cours du temps. La goutte d'eau ($D_g = 3.8\text{mm}$, $We = 60$) impacte une paroi à 400°C . L'ordre de grandeur de l'épaisseur moyenne de vapeur ($\delta_v = 10\ \mu\text{m}$) est conforme aux données expérimentales d'Inada [24].

Certains auteurs se focalisent sur une description théorique de l'étalement d'une goutte afin d'évaluer analytiquement l'évolution de l'épaisseur du film de vapeur. Pour ce faire, Guo [19] applique le principe fondamental de la dynamique sur la goutte permettant de mettre en relation l'ensemble des forces mises en jeu. Lorsque la goutte approche la paroi chaude, la vaporisation de la goutte entraîne, par réaction, une force de répulsion (F_r) qui s'oppose à son écrasement sous l'effet des forces inertielles. Guo suppose le phénomène uniquement inertiel et néglige l'effet du poids de la goutte sur son écrasement. Ainsi, le principe fondamental de la dynamique s'écrit :

$$\sum_i \vec{F}_i = m_g \vec{a} \quad (\text{II.19})$$

avec \vec{a} l'accélération de la goutte. La projection de cette équation sur la normale à la paroi implique :

$$F_r = m_g \vec{a}_n \quad (\text{II.20})$$

Guo évalue la composante normale de l'accélération à $a_n = \frac{2V_n}{t_s}$.

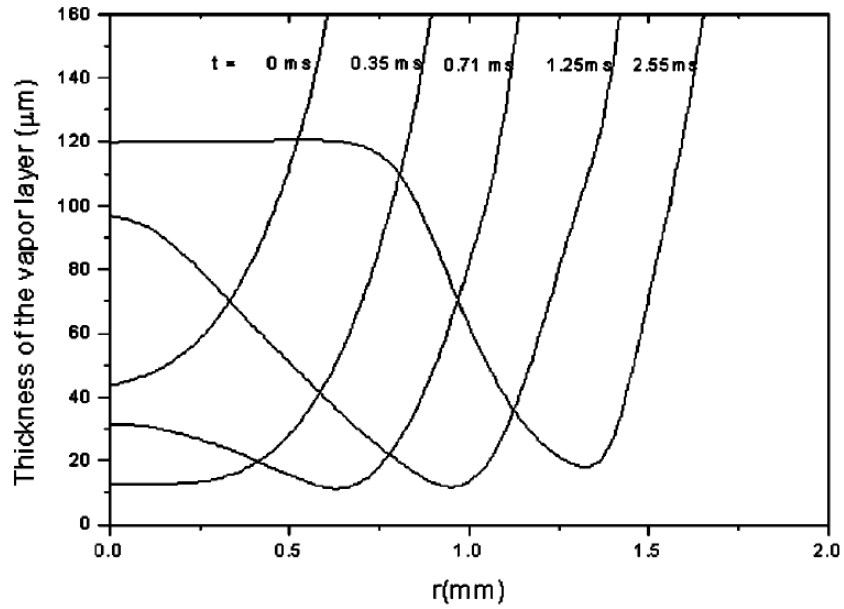


FIG. II.23 – Évolutions temporelle et radiale de l'épaisseur du film de vapeur (Ge et Fan [17]) ($D_g = 3.8\text{mm}$, $We = 60$).

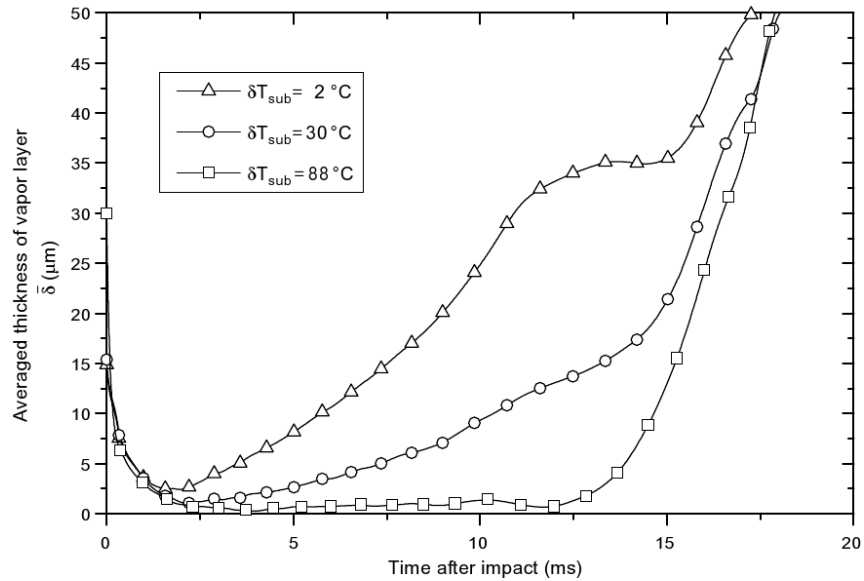


FIG. II.24 – Évolution temporelle de l'épaisseur moyenne du film de vapeur (Ge et Fan [18]).

L'épaisseur de vapeur, créée entre la goutte et la paroi, est ainsi directement gouvernée par la compétition entre l'inertie de la goutte et la force de répulsion créée par l'évaporation de la goutte. Cette évaporation est à l'origine d'une augmentation de la pression au sein de l'épaisseur de vapeur. La force

F_r est directement corrélée au gradient de pression (ΔP_v) à l'intérieur de l'épaisseur de vapeur et peut ainsi s'écrire de la manière suivante :

$$F_r = \Delta P_v S = \int_0^{R(t)} 2\pi r (P_v(r, t) - P_0) dr \quad (\text{II.21})$$

La résolution de l'équation II.21 passe donc inévitablement par l'évaluation du profil de pression à l'intérieur de l'épaisseur de vapeur et donc par l'étude de l'écoulement interne à l'épaisseur de vapeur. Guo écrit, pour cet écoulement, l'équation de Navier-Stokes simplifiée de la manière suivante :

$$\frac{\partial P_v}{\partial r} = \mu_v \frac{\partial^2 u_v}{\partial z^2} \quad (\text{II.22})$$

avec les conditions de non glissement $u_v(r, 0) = 0$ et $u_v(r, \delta_v) = 0$.

A partir de ces équations, Guo évalue l'épaisseur de vapeur en fonction du débit d'évaporation (G) et du diamètre de déformation de la base de la goutte (Eq.II.9) :

$$\delta_v = \left[\frac{9\mu_v t_s D_g G}{32\rho_L \rho_v V_n} \right]^{1/3} \left(\frac{D_b}{D_g} \right)^{4/3} \quad (\text{II.23})$$

L'estimation du débit d'évaporation est réalisée en écrivant que le flux enlevé à la paroi par conduction, sert uniquement à chauffer la vapeur et à évaporer la goutte :

$$G = \frac{\lambda_v (T_p - T_{SAT})}{\delta_v \Delta h_v} \quad (\text{II.24})$$

avec $\Delta h_v = L_v + C_p (T_v - T_{SAT})$

II.4 Synthèse de l'étude bibliographique

L'objet de notre étude est d'évaluer la possibilité de refroidir les zones bouchées d'un cœur de REP en situation d'APRP. Le refroidissement des crayons est, au début de la phase de renoyage, uniquement assuré par un écoulement diphasique vapeur chargée en gouttes d'eau. Les caractéristiques des parois, de l'écoulement vapeur et des gouttes sont :

- la température de paroi est supérieure à 600°C,
- la paroi est en Zircaloy, son état de surface est inconnu,
- la pression au cours d'un APRP varie au début du transitoire. Puis lorsque le cœur est dénoyé, la pression est de l'ordre de 1 bar,
- la vitesse des gouttes est de l'ordre de 1 à 20 m.s⁻¹,
- le diamètre des gouttes est compris entre 80 μm à 1 mm,
- l'angle d'impact des gouttes varie de 0 à 90°,

-
- le fluide est de l'eau borée à la température de saturation,
 - la vapeur est surchauffée.

L'étude bibliographique a montré que plusieurs régimes d'impact peuvent être observés en fonction des caractéristiques dynamiques des gouttes impactantes mais également en fonction des caractéristiques thermiques de la paroi impactée : on peut passer du dépôt de la goutte à sa désintégration en passant par son rebond. Cependant, il a été conclu de l'étude bibliographique que les conditions rencontrées en situation d'APRP sont caractéristiques d'un régime de rebond.

En régime de rebond, le film de vapeur, créé par évaporation de la base de la goutte, isole celle-ci et limite considérablement les échanges thermiques. La finesse et la précision nécessaire à la mesure de ce flux explique le manque d'étude expérimentale à ce sujet. En revanche de nombreuses études théoriques (soit de modélisation ou de simulation) sont présentes dans la littérature. L'ensemble de ces études s'accorde sur la mise en valeur de 3 paramètres clefs influant les échanges gouttes/paroi :

- le temps de séjour : De nombreuses corrélations sont présentes dans la littérature et sont validées par de nombreux essais expérimentaux,
- le diamètre d'étalement : Le maximum du diamètre d'étalement est donné par des corrélations. Cependant, l'évolution temporelle du diamètre d'étalement n'est pas disponible,
- l'épaisseur de vapeur : Quelques études permettent d'évaluer l'épaisseur de vapeur sous la goutte. Cependant, la faible valeur de cette épaisseur (quelques dizaines de μm) rend très délicate la validation expérimentale des modélisations proposées dans la littérature.

Ainsi, l'objet du chapitre suivant est de présenter l'installation expérimentale développée dans le but de mesurer, avec précision, le flux échangé gouttes/paroi, ainsi que l'évolution du diamètre d'étalement de la goutte. Les caractéristiques de l'installation expérimentale sont typiques d'une situation d'APRP :

- La taille, la vitesse et le diamètre des gouttes sont caractéristiques d'une configuration APRP.
- La plaque impactée sera horizontale.
- Pour des raisons de simplicité, le liquide utilisé sera de l'eau. La connaissance des propriétés de l'eau nous permettra de caractériser avec précision l'échange à l'impact en fonction de ces paramètres. La présence de Bore est négligée (1000 ppm).
- La température de paroi est de l'ordre de 600°C. L'état de surface de la plaque ne devrait pas avoir d'effet sur l'échange, en régime de rebond, du fait du film de vapeur. Ainsi l'échantillon considéré est en Nickel. Connaissant parfaitement, les propriétés thermiques du Nickel, il nous sera possible de caractériser les transferts thermiques à l'impact en fonction de ces propriétés et d'extrapoler par la

REGIMES IMPACT GOUTTES/PAROI

suite nos résultats à une paroi en Zircaloy.

- Enfin, pour des raisons de simplicité, la goutte impacte à une température de 20°C et non à la température de saturation et l'impact se fait en atmosphère air et non en atmosphère vapeur.

Nomenclature du chapitre

a	Accélération	$[m.s^{-2}]$
Bo	Nombre de Bond	$[/]$
C_p	Chaleur spécifique	$[J.kg.K^{-1}]$
D	Diamètre	$[m]$
D_m	Rapport entre le diamètre maximum d'étalement et le diamètre initial de la goutte	$[/]$
E_c	Énergie cinétique	$[J]$
E_s	Énergie potentielle	$[J]$
f_{inj}	Fréquence d'injection des gouttes	[Hertz]
F_r	Force de répulsion	$[N]$
G	Débit d'évaporation de la goutte	$[kg.m^{-2}.s^{-1}]$
h	Hauteur d'une goutte cylindrique	$[m]$
K	Nombre de Mundo	$[/]$
K_{lim}	Nombre de Mundo limite, frontière entre rebond et désintégration de la goutte	$[/]$
L_v	Chaleur latente de vaporisation	$[J.kg^{-1}]$
m	masse	$[kg]$
Pr	Nombre de Prandtl	$[/]$
P_0	Pression atmosphérique	$[Pa]$
Q_g	Énergie échangée goutte/paroi	$[J]$
q_g	Densité de flux échangée goutte/paroi	$[W.m^{-2}]$
Re	Nombre de Reynolds	$[/]$
S	Surface de la goutte	$[m.s^{-2}]$
T	Température	$[^{\circ}C]$
T_h	Nombre de Weber basé sur la vapeur	$[/]$
t	Variable de temps	$[s]$
t_s	Temps de séjour de la goutte sur la paroi	$[s]$
u_v	Vitesse de la vapeur	$[m.s^{-1}]$
V	Vitesse des gouttes	$[m.s^{-1}]$
We	Nombre de Weber	$[/]$
LETTRES GRECQUES		
ϵ	Efficacité de l'échange gouttes/paroi	$[/]$
δ_v	Épaisseur de la couche vapeur	$[m]$
λ	Conductivité thermique	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique	$[Pa.s^{-1}]$

REGIMES IMPACT GOUTTES/PAROI

ρ	Masse volumique	$[kg.m^{-3}]$
σ	Tension superficielle	$[N.m^{-1}]$
θ	Angle d'impact des gouttes	$[^\circ]$
ϕ	Flux échangé gouttes/paroi	$[W]$
Φ	Énergie dissipée par viscosité	$[J]$

INDICES

g	Relatif à la goutte
i	Indice de somme
L	Relatif au liquide
$Leid$	Leidenfrost
n	Normal à la paroi
p	Paroi
SAT	Saturation
v	Relatif à la vapeur
0	État initial
1	État final

EXPOSANTS

*	Adimensionné
\rightarrow	Vecteur
.	séparateur décimal

Troisième Partie

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU FLUX ÉCHANGÉ GOUTTES/PAROI

Sommaire

III.1 Présentation de l'installation expérimentale	40
III.2 Les techniques inverses	48
III.3 Application au cas expérimental	64
III.4 Évaluation des erreurs d'estimation	81

L'objet de ce chapitre est de présenter l'installation expérimentale développée pour mesurer :

- le flux prélevé à une paroi chaude par l'impact d'une goutte d'eau en régime de rebond,
- l'évolution de son diamètre d'étalement au cours de cet impact.

De manière schématique, l'installation consiste en un échantillon chauffé et instrumenté sur ses deux faces (inférieures et supérieures). L'impact de la goutte sur la face supérieure est filmé par caméra rapide visible dans le but de connaître l'évolution de son diamètre d'étalement au cours de l'impact. Le champ de température en face arrière est mesuré par caméra infrarouge. Le flux est directement estimé, à partir de ces profils, par méthodes inverses.

Ce chapitre se propose, dans un premier temps, de présenter en détail l'installation expérimentale¹. Dans un deuxième temps, les différentes techniques de mesures sont aussi exposées. Les méthodes de traitement des données développées, pour évaluer le diamètre d'étalement et le flux extrait, sont également décrites dans ce chapitre.

¹Des photographies de l'installation expérimentale sont présentées en annexe

III.1 Présentation de l'installation expérimentale

Un train de gouttes d'eau mono-dispersées impacte sur la face avant d'un disque de Nickel (marqué (1) sur la figure III.1). Le disque, d'épaisseur $e_{Ni} = 500 \mu m$ et de diamètre $D_{Ni} = 25 mm$ repose sur 3 picots sphériques de Quartz (marqué (2) sur la figure III.1) de 1.5 mm de diamètre disposés dans trois cavités ($R_{cav} = 11.9 mm$). Outre le fait de maintenir le disque tout en laissant la face arrière accessible à une mesure, les picots (de conductivité thermique égale à $\lambda_Q = 1.46 W.m^{-1}.K^{-1}$ à $20^\circ C$) isolent le disque du porte échantillon en Stumatite²(marqué (3) sur la figure III.1). Trois tiges cylindriques de Quartz, de 1 mm de diamètre, permettent de centrer le disque sur le porte échantillon (marqué (4) sur la figure III.1).

Le porte échantillon abrite trois spires inductives cylindriques permettant de chauffer le disque à

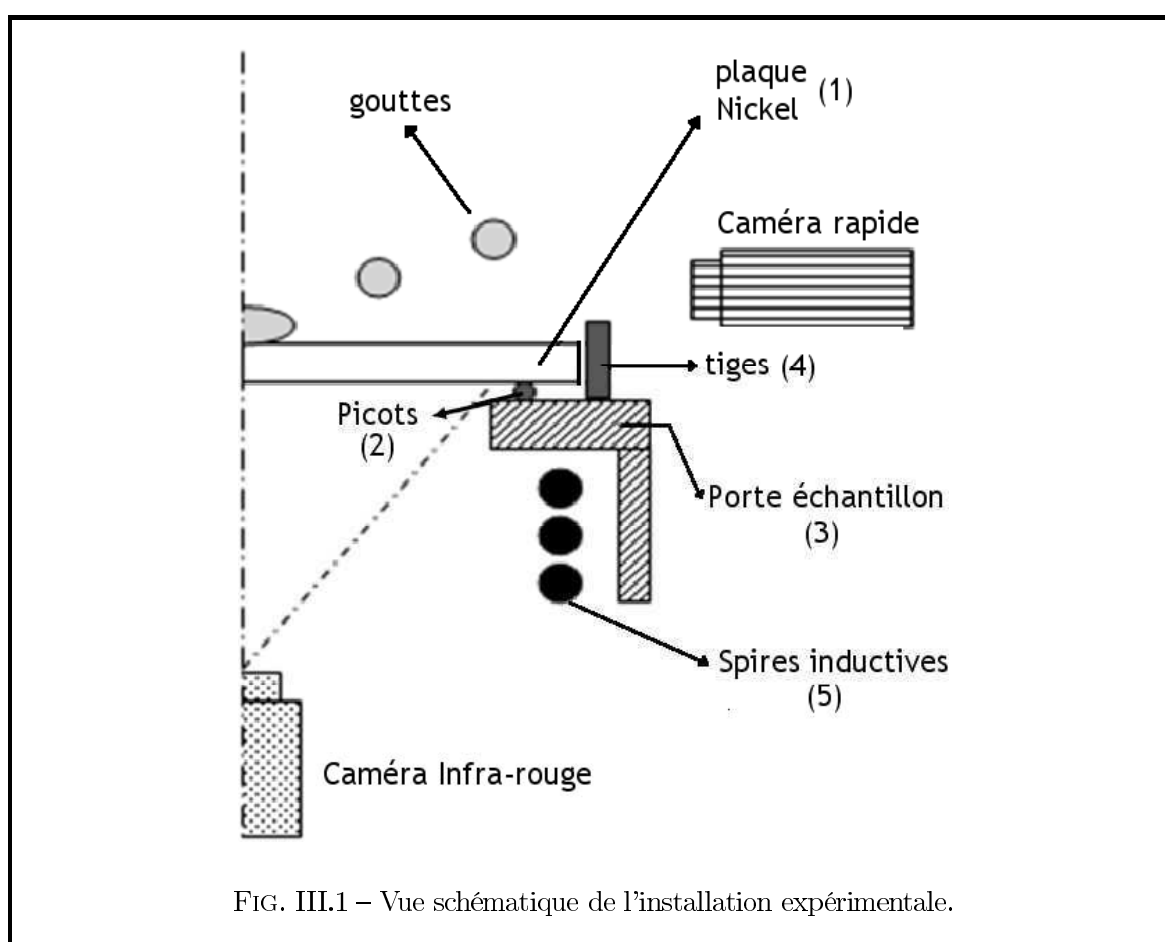


FIG. III.1 – Vue schématique de l'installation expérimentale.

hautes températures (marqué (5) sur la figure III.1). La procédure de chauffage par induction électromagnétique présente l'avantage d'être non intrusive : Le dispositif d'induction est constitué d'un générateur électrique (puissance nominale de 0.25 à 6 kW). Ce générateur alimente en courant alter-

²céramique naturelle ayant une bonne tenue aux températures élevées et facilement usinable.

natif à hautes fréquences (de 100 à 400 kHz) les spires de cuivre créant ainsi un champ magnétique. Le disque ferromagnétique, placé dans ce champ, est traversé par un courant induit (courant de Foucault). La résistance du disque, au passage de ce courant, crée une source thermique qui augmente l'énergie interne et donc la température (effet Joule).

Lorsqu'un conducteur est parcouru par un courant alternatif, un phénomène de peau est observé : pour des fréquences élevées (f_{ind}), le courant a tendance à ne circuler qu'en surface des conducteurs. L'épaisseur de peau (δ) est définie comme la profondeur de la zone où se concentre le courant :

$$\delta = \sqrt{\frac{1}{\pi f_{ind} \mu_0 \sigma_0}} \quad (\text{III.1})$$

avec μ_0 la perméabilité magnétique et σ_0 la conductivité électrique.

Plus la fréquence de l'inducteur est élevée et plus la profondeur de pénétration dans l'induit est faible. La fréquence utilisée par le générateur est de 225 kHz. L'épaisseur de peau est alors de $\delta = 100 \mu m$ soit 1/5 de l'épaisseur de l'échantillon ; la zone chauffée est donc limitée à une couche de faible épaisseur. Le chauffage peut donc être considéré comme surfacique. Le disque est chauffé à des températures supérieures à 600°C, caractéristiques de la température des gaines rencontrées en situation d'APRP.

Ce disque est refroidi par un train de gouttes généré par un injecteur piézoélectrique. Ce générateur de gouttes est basé sur la désintégration d'un jet liquide cylindrique qui se forme par la décharge du liquide via un orifice. La désintégration du jet est due aux instabilités hydrodynamiques de Rayleigh. Pour obtenir un jet mono-disperse, c'est à dire avec des gouttes de même diamètre, le jet est perturbé régulièrement par une céramique piézoélectrique vibrant et donc perturbant le jet à fréquence fixe et connue (f_{inj}). Le diamètre des gouttes est directement corrélé au diamètre de l'orifice. Les gouttes ont un diamètre de [50 – 400 μm] et une vitesse de [1 – 20 $m.s^{-1}$] caractéristiques des gouttes rencontrées en situation d'APRP. L'injecteur est monté sur des platines de déplacement :

- des platines de translation (en (X, Y, Z)) permettant de régler l'impact au centre de la pastille,
- des rotules permettant de régler l'angle d'impact.

Les deux faces du disque sont utilisées pour réaliser les mesures :

- La caméra rapide visible (PHOTROM Ultima APX-RS) permet la mesure des caractéristiques des gouttes incidentes (diamètre, vitesse, angle...) et du diamètre d'étalement de la goutte en face avant.
- La caméra infrarouge (CEDIP Jade III) permet la mesure des profils de température en face arrière.

III.1.1. Mesure par caméra rapide

La caméra rapide (PHOTOM Ultima APX-RS) est équipée d'un capteur délivrant de 3000 images par seconde en pleine résolution (de format d'image 1024*1024 pixels) jusqu'à 125 000 i/s à faible résolution (de format d'image 128*56 pixels). Le traitement numérique des images obtenues par caméra rapide permet la mesure des caractéristiques des gouttes incidentes ainsi que l'évolution du diamètre d'étalement de la goutte sur la plaque. L'objet de cette partie est de présenter succinctement la méthodologie de traitement mise en place [14].

La figure III.2 présente un exemple d'image obtenue par caméra rapide. Pour supprimer tout « bruit de mesure », caractérisé par la présence d'impuretés, l'image de fond, correspondant à la même image réalisée sans goutte, est soustraite à celle obtenue avec gouttes. Un exemple de défaut possible est entouré sur la figure III.2.

Afin de distinguer les gouttes du reste de l'image, une binarisation de l'image est ainsi réalisée. Après avoir fixé un seuil de niveau de gris, tous les pixels ayant un niveau supérieur à ce seuil sont considérés comme appartenant à la goutte (Fig.III.4).

Pour distinguer les gouttes en contact avec la paroi, une précaution supplémentaire a été prise lors de la réalisation des images ; l'inclinaison de la caméra est choisie de telle manière qu'il soit possible d'observer, par effet miroir, le reflet des gouttes sur la plaque. Le plan de symétrie entre les gouttes incidentes et leurs reflets dans le miroir est alors supposé être confondu avec la plaque. Dès lors, les gouttes en contact avec la plaque sont définies comme ayant un pixel sur le plan de symétrie.

Enfin, pour réaliser des mesures à partir de ces images, une calibration de l'image est nécessaire. La calibration passe par la connaissance de la taille exacte des pixels. Cette taille dépend évidemment de l'objectif utilisé et du zoom réalisé (i.e. de la distance focale de l'objectif). Pour ce faire, un cliché d'un objet, de dimension parfaitement connue, est réalisé au préalable pour étalonnage (Fig.III.5).

Connaissant la fréquence d'injection des gouttes, c'est à dire le temps entre deux gouttes successives, la vitesse des gouttes incidentes est alors facilement mesurable. La mesure de l'angle d'incidence est aussi immédiate, une fois déduit l'axe de symétrie et donc la position de la plaque. La connaissance exacte du nombre de pixels horizontaux et verticaux constituant la goutte permet d'évaluer son diamètre initial et son diamètre d'étalement au cours de l'impact.

III.1.2. Mesure par caméra infrarouge

L'estimation du flux échangé est basée sur la mesure des températures par caméra infrarouge. Ce paragraphe expose l'étalonnage indispensable à la réalisation d'une telle mesure.

La caméra (CEDIP Jade III) est une caméra matricielle de format d'image 320*240 pixels. La caméra est dotée d'un objectif de 200 mm monté sur une bague allonge de 35 mm. La distance focale est ainsi de 2 m. Pour des raisons de compacité la caméra « regarde » la scène thermique via un miroir. La

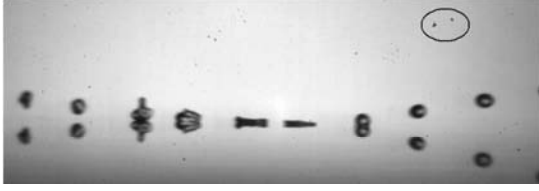


FIG. III.2 – Image, obtenue par caméra rapide, de l'impact d'une goutte d'eau : $D_g = 250 \mu\text{m}$, $f_{inj} = 15270 \text{ Hz}$ et $V_n = 5 \text{ m.s}^{-1}$.



FIG. III.3 – Image de fond.

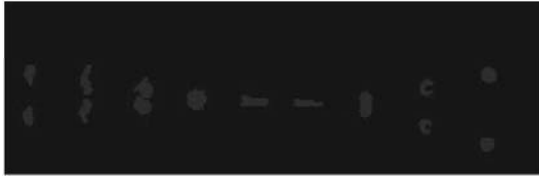


FIG. III.4 – Image binarisée de l'impact d'une goutte dans les configurations de la figure III.2.



FIG. III.5 – Image permettant la calibration des images obtenues par caméra rapide.

caméra est munie d'une matrice de détecteurs quantiques de type $Insb^3$, fonctionnant dans la bande spectrale $[3.7 - 5.1 \mu\text{m}]$ et d'un filtre monochromatique dans la bande $[3.97 - 4.01 \mu\text{m}]$. Ce type de détecteur présente l'avantage d'avoir une constante de temps très faible mais nécessite d'être refroidi à une température inférieure à l'ambiante pour minimiser leur bruit thermique.

Les détecteurs ne mesurent pas directement une température mais un signal DL_{vu} dépendant linéairement du nombre de photons captés par le détecteur pixellaire durant le temps d'intégration de ce dernier. Le flux de photons mesuré (DL_{vu}) provient directement de la scène thermique étudiée (DL_{st}) mais il existe aussi une contribution due au rayonnement de la cavité du boîtier de la caméra (DL_b), à la température T_b , dans laquelle est inséré le détecteur :

$$DL_{vu} = DL_{st}(T_{exp}) + DL_b \quad (\text{III.2})$$

On peut modéliser DL_b par $DL_b = BT_b + C$, B étant l'émission propre du boîtier caméra et C une constante correspondant au décalage d'offset de la caméra lors de la conversion analogique-numérique.

Le flux de photons, provenant de la scène thermique et renvoyé par le miroir sur le détecteur, est la somme de plusieurs émissions⁴ (Fig.III.6) :

³Antimoniure d'Induim

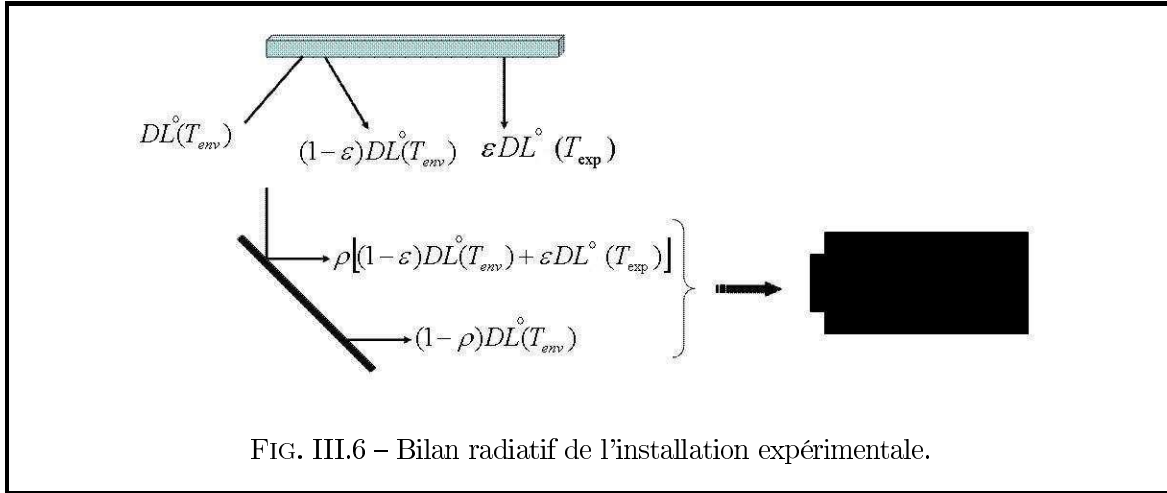
⁴L'émission propre du miroir est négligée.

ETUDE EXPERIMENTALE

- l'émission propre de l'échantillon réfléchi par le miroir : $\rho\epsilon DL^0(T_{exp})$,
- l'émission de l'environnement réfléchi par l'échantillon et par le miroir : $\rho(1-\epsilon) DL^0(T_{env})$,
- l'émission de l'environnement réfléchi par le miroir $(1-\rho) DL^0(T_{env})$.

Avec DL^0 le flux de photons par pixel d'une référence thermo-rayonnante (Corps Noir : CN), ϵ l'émissivité de l'échantillon, ρ le coefficient de réflexion du miroir dans la bande spectrale de la caméra $\Delta\lambda$.

Ainsi, on peut écrire, pour la partie du flux venant de la scène thermique étudiée :



$$DL_{st}(T_{exp}) = \rho\epsilon DL^0(T_{exp}) + (1-\rho\epsilon) DL^0(T_{env}) \quad (III.3)$$

L'équation (III.2) devient alors :

$$DL_{vu}(T_{exp}) = \rho\epsilon DL^0(T_{exp}) + (1-\rho\epsilon) DL^0(T_{env}) + DL_b \quad (III.4)$$

Pour déterminer la correspondance entre la grandeur de sortie de l'appareillage de thermographie (le flux de photons par pixel DL_{vu}) et la grandeur voulue (la température T_{exp}), trois paramètres restent à évaluer :

- les paramètres de la loi du corps noir (CN) $DL^0(T_{exp})$ et ceux du rayonnement du boîtier caméra (DL_b),
- le produit $\rho\epsilon$.

Évaluation des paramètres de la loi du Corps Noir et du rayonnement du boîtier caméra

Un CN⁵ consiste en une cavité, dont la face interne est très absorbante et chauffée de façon isotherme. Le CN étant disposé face à la tête d'analyse de la caméra (alors $DL_{st} = DL^0$), il suffit de faire varier la température du CN, en s'assurant que l'équilibre thermique soit atteint, afin d'obtenir la fonction $DL_{vu,exp}^0 = f(T_{exp})$ (Fig.III.7). L'équilibre thermique est vérifié à l'aide d'une sonde de température placée au fond de la cavité. On constate généralement que la luminance du rayonnement émis par le CN n'est uniforme que sur une partie plus ou moins importante de l'ouverture. Cette variation est due à une possible évolution de la température le long de la paroi, du fond vers l'ouverture, mais surtout au fait que l'émissivité directionnelle des matériaux du revêtement tend vers zéro pour un angle rasant ce qui correspond à une diminution du flux de photons mesuré. On s'assure lors de l'étalonnage, de mesurer le flux moyen de photons au centre de la cavité.

On peut écrire que le flux de photons par pixel dû au CN (DL^0) est directement proportionnel à

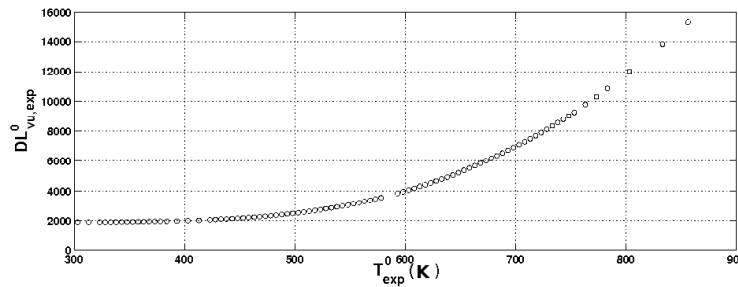


FIG. III.7 – Flux de photons par pixel en fonction de la température du CN.

sa luminance (L_λ^0) via un coefficient de proportionnalité β_1 . Ce coefficient dépend de la sensibilité du détecteur, du niveau de numérisation et de l'atténuation du rayonnement incident par les lentilles de l'objectif et enfin du temps d'intégration choisi⁶. Dans ce cas, l'écriture de l'équation III.2 donne, en notant *mod* le modèle :

$$DL_{vu,mod}^0(T_{exp}) = DL^0 + DL_b = AL_\lambda^0 + DL_b \quad (\text{III.5})$$

où A est une constante de proportionnalité.

La luminance d'un CN suit la loi de Planck :

$$L_\lambda^0 = \frac{C_1}{\pi \lambda^5 \left(\exp\left(\frac{C_2}{T_{exp}}\right) - 1 \right)} \quad (\text{III.6})$$

⁵Toutes les grandeurs (g), rattachées à l'observation du CN, sont notées g^0 .

⁶temps de fonctionnement des détecteurs

Et donc, il vient :

$$DL_{vu,mod}^0(T_{exp}) = \frac{\beta_1}{\exp\left(\frac{\beta_2}{T_{exp}}\right) - 1} + DL_b \quad (\text{III.7})$$

avec $\beta_1 = AC_1$ et $\beta_2 = C_2$.

Il est possible d'écrire le modèle précédent en faisant intervenir un vecteur des paramètres recherchés $\beta = (\beta_1, \beta_2, \beta_3)$:

$$DL_{vu,mod}^0 = \frac{\beta_1}{\exp\left(\frac{\beta_2}{T}\right) - 1} + \beta_3 \quad (\text{III.8})$$

Le vecteur paramètre β est obtenu en minimisant la fonctionnelle J :

$$J = \|DL_{vu,exp}^0 - DL_{vu,mod}^0\|^2 \quad (\text{III.9})$$

Les coefficients de sensibilité ($S_{i,j}$) dépendant des paramètres β ,

$$S_{i,j} = \frac{\partial DL_{vu,mod}^0(\beta, T_{exp})}{\partial \beta_j} \quad (\text{III.10})$$

l'estimation de ce vecteur est alors un problème non linéaire, résolu par la méthode de Levenberg-Marquardt [32]. Le principe de cette méthode est de s'approcher du minimum de la fonctionnelle J par une succession d'itérations :

$$\beta^{(k+1)} = \beta^{(k)} + \left[S^T S + \mu^k \Omega^k\right]^{-1} S^T (DL_{vu,exp}^0 - DL_{vu,mod}^0) \quad (\text{III.11})$$

avec Ω la matrice d'identité, μ un coefficient d'ajustement et S la matrice de sensibilité.

La figure III.8 montre les évolutions expérimentale et modélisée de DL_{vu}^0 en fonction de T_{exp} . La bonne adéquation entre ces deux courbes témoigne d'une bonne estimation du vecteur paramètre β .

A partir de la définition de β_3 et en effectuant une estimation pour deux températures de boîtier T_b différentes, on estime les paramètres B et C .

Évaluation du produit $\rho\epsilon$

Connaissant la loi du CN ($DL_{vu}^0(T)$) et le rayonnement du boîtier caméra (DL_b), le dernier paramètre restant à évaluer est le produit $\rho\epsilon$ pour obtenir la relation analytique entre la grandeur de sortie de notre chaîne de mesure et la grandeur voulue. Pour ce faire, un thermocouple est soudé sur l'échantillon de Nickel⁷. Ce dernier est mis face à la caméra via le miroir (l'échantillon est, dans cette expérience, dans la

⁷Le capteur utilisé est un thermocouple de type N, soudé par point pour éviter tout ajout de matière pouvant avoir des effets thermiques non voulus. De plus, ce thermocouple est soudé en face avant ; on fait l'hypothèse que le chauffage est uniforme pour pouvoir considérer la température en face arrière égale à celle en face avant.

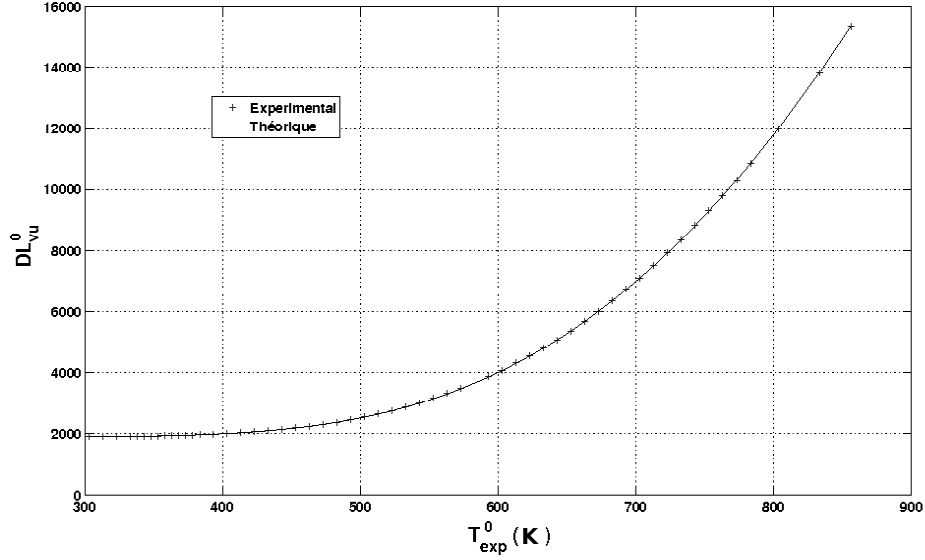


FIG. III.8 – Flux de photon par pixel en fonction de la température du CN : modèle et expérience.

configuration définitive prévue pour la mesure du flux gouttes/paroi). On mesure expérimentalement, le flux de photons par pixel en fonction de la température lors de la relaxation en température après coupure du chauffage (Fig.III.9).

Le modèle de l'équation (III.4) peut être ré-écrit en faisant intervenir un nouveau vecteur de paramètres β' , avec $\beta'_1 = \rho\epsilon$ et $\beta'_2 = (1 - \rho\epsilon) DL^0(T_{env}) + DL_b(T_b)$:

$$DL_{vu,mod}(T_{exp}) = \beta'_1 DL^0(T_{exp}) + \beta'_2 \quad (III.12)$$

soit matriciellement :

$$DL_{vu,mod}(T_{exp}) = X\beta' \quad (III.13)$$

avec $X = [DL^0(T_{exp}), 1]$.

Les coefficients de sensibilité (Eq.III.10), ne dépendant pas des paramètres, un estimateur linéaire des moindres carrés ordinaires peut être utilisé pour déduire β' :

$$\beta' = (X^T X)^{-1} X^T DL_{vu,mod}(T_{exp}) \quad (III.14)$$

Ainsi, le paramètre β'_1 permet d'accéder directement au produit $\rho\epsilon$.

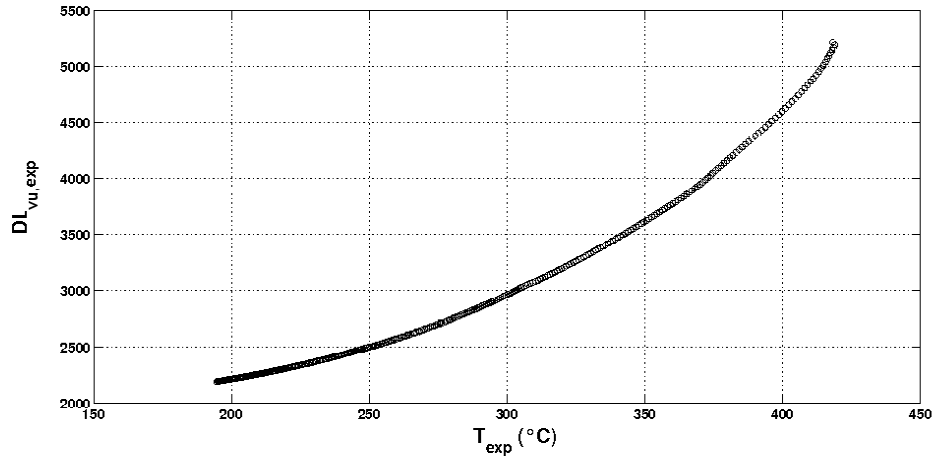


FIG. III.9 – Flux de photons par pixel en fonction de la température.

Synthèse de la mesure par caméra IR

L'objet de cette section était de montrer la méthodologie élaborée afin de relier de façon précise le flux de photons, mesuré par la caméra, à la température de la scène thermique étudiée. La loi du CN, DL_b et le produit $\rho\epsilon$ déterminés, il est alors possible d'exprimer T_{exp} en fonction de la grandeur mesurée par la caméra (DL_{vu}) :

$$T_{exp} \text{ (K)} = \frac{\beta_2}{\ln\left(\frac{\beta_1\beta'_1}{(DL_{vu}-\beta_2)} + 1\right)} \quad \text{(III.15)}$$

Les paramètres (β_i et β'_i avec $i = 1, 2$) dépendent de la nature de l'échantillon. L'étalonnage de la caméra doit alors être réalisé pour chaque type d'échantillon utilisé. Cette phase d'étalonnage est primordiale et doit être réalisée avec minutie car la mesure de la température, en face arrière de l'échantillon, est à la base de l'estimation du flux de refroidissement par techniques inverses.

III.2 Les techniques inverses

Toute situation, où les conditions expérimentales ne permettent pas la mesure directe d'une grandeur physique (notée x), nécessite l'utilisation de techniques inverses. Le principe général est alors d'évaluer cette grandeur physique à partir de l'observation d'une autre grandeur directement mesurable (notée y), connaissant un modèle mathématique donnant explicitement la relation entre ces deux grandeurs (noté symboliquement $y=Ax$). La recherche de la relation mathématique entre les deux grandeurs (A)

est appelée **problème direct**.

Les techniques inverses permettent, plus particulièrement, la résolution d'un problème « mal posé ». Cette notion de problème « mal posé », introduite par Hadamard [20], traduit le fait que les conditions d'existence, d'unicité et de continuité de la solution ($x = A^{-1}y$) par rapport aux données ne sont pas vérifiées, du fait notamment d'une forte sensibilité aux incertitudes de mesures. Ainsi, une mesure de y , peut correspondre à un grand nombre de valeurs possibles de x du fait de l'incertitude de mesure sur y . Un indicateur possible de la sensibilité de la solution x sur les incertitudes de y est le conditionnement de la matrice A ($cond(A) = \|A\| \cdot \|A\|^{-1}$). On dit qu'un système linéaire est bien ou mal conditionné, selon que le niveau du conditionnement de sa matrice est respectivement petit ou grand.

La stratégie idéale consisterait à inventorier l'ensemble complet des solutions de $y=Ax$ parmi lesquelles on opérerait un choix suivant des critères additionnels (vraisemblance physique, informations supplémentaires *a priori*) afin de retenir la solution jugée vraisemblable. Cette approche exhaustive poserait des problèmes pratiques difficilement surmontables suivant le nombre de solutions notamment si on considère un grand nombre de données expérimentales à dépouiller. Une meilleure solution consiste à remplacer le problème initial « mal posé » par un autre problème, proche, mais surtout bien posé : c'est le principe de la **régularisation**. On obtient des solutions physiques par régularisation du problème direct en résolvant ce **problème inverse**.

L'utilisation des techniques inverses est constituée de deux étapes indispensables, présentées dans cette partie :

- la résolution du **problème direct** permettant d'établir la relation mathématique entre le flux (en face avant) et le profil de température mesuré (en face arrière),
- le choix d'une méthode de **régularisation** et la résolution du **problème inverse** permettant d'estimer ce flux.

III.2.1. Modélisation et résolution du problème direct

La modélisation et la résolution du problème direct est d'une importance capitale pour la mise en œuvre de toute technique inverse.

En effet, la modélisation de ce problème permet d'obtenir le modèle linéaire 'Température-Flux' (en effectuant certaines hypothèses) reliant la grandeur souhaitée (le flux) à la grandeur mesurée (la température en face arrière). De plus, sa résolution, à partir d'une estimation réaliste des flux inconnus, permet l'obtention de profils de température, qualifiés de « simulés ». L'étude de ces profils simulés est très intéressante vis à vis du dimensionnement de l'installation expérimentale.

L'objet de ce paragraphe est de présenter la modélisation du problème direct ainsi que sa résolution.

Modélisation du problème direct

Un disque de Nickel, de diamètre $D_{Ni} = 25 \text{ mm}$ et d'épaisseur $e_{Ni} = 500 \text{ }\mu\text{m}$, est considéré. L'échantillon est chauffé à une température théoriquement initialement homogène $T'(r, \alpha, z, t = 0) = T'_{init}$ (en travaillant en coordonnées cylindrique). Parallèlement à l'arrêt du chauffage, la face avant est impactée, en son centre, par un train de gouttes mono-dispersées, Fig.III.10. L'étude se concentre sur cette phase de relaxation thermique, i.e. chauffage éteint.

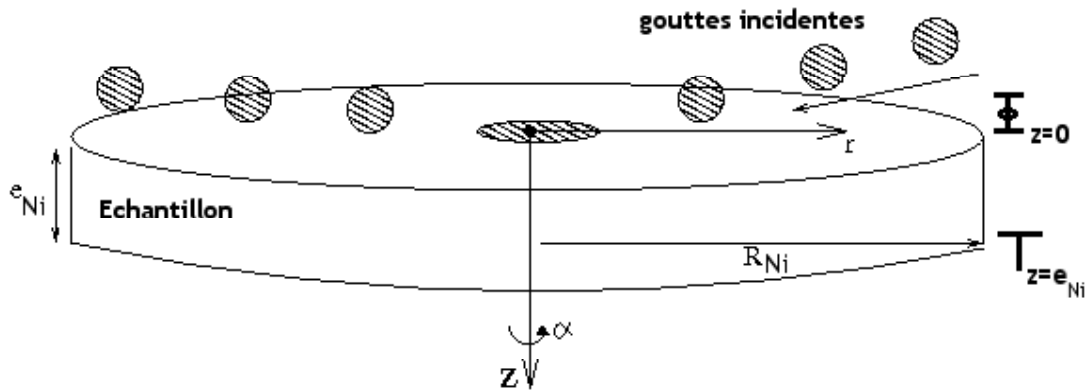


FIG. III.10 – Vue schématique de la configuration étudiée pour le problème direct.

Dans un référentiel cylindrique, présenté sur la figure (III.10), l'équation 2D de la chaleur en transitoire s'écrit :

$$\frac{\partial^2 T'}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T'}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T'}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 T'}{\partial \alpha^2} = \frac{1}{a_{Ni}} \frac{\partial T'}{\partial t} \quad (\text{III.16})$$

L'intégration de l'équation III.16 par rapport à la coordonnée angulaire (α) permet de ramener le problème à un problème 2D axisymétrique. L'équation III.16 peut être ainsi simplifiée en introduisant une température et un flux moyennés angulairement :

$$T(r, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T'(r, \alpha, z, t) d\alpha \quad (\text{III.17})$$

et,

$$q^\beta(r, z, t) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} q^\beta(r, \alpha, z, t) d\alpha \quad (\text{III.18})$$

L'équation III.16 s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} = \frac{1}{a_{Ni}} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (\text{III.19})$$

Les conditions aux limites, appliquées à notre système, sont les suivantes :

$$T|_{t=0} = T_{init}(r) \quad ; \quad \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R_{Ni}} = 0 \quad (\text{III.20a})$$

$$\lambda_{Ni} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = q^{AV} \quad ; \quad -\lambda_{Ni} \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=e_{Ni}} = q^{AR} \quad (\text{III.20b})$$

$$T|_{\alpha+2\pi} = T|_{\alpha} \quad ; \quad \frac{\partial T}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha+2\pi} = \frac{\partial T}{\partial \alpha} \Big|_{\alpha} \quad (\text{III.20c})$$

avec a_{Ni} la diffusivité thermique du Nickel, λ_{Ni} sa conductivité thermique. q^{AV} et q^{AR} représentent respectivement l'ensemble des pertes thermiques, respectivement, sur la face avant (convection naturelle, radiatif et l'impact des gouttes q_g) et arrière (convection naturelle, radiation et conduction au niveau des picots de Quartz)⁸. La figure III.11 présente schématiquement l'ensemble des échanges thermiques au sein de l'échantillon. On néglige ici les pertes conductives en $r = R_{Ni}$ dues au contact avec les trois tiges de centrage. Les pertes thermiques peuvent s'écrire de la manière suivante :

$$q^{AV} = h_{eq}^{AV} (T^{AV} - T_{\infty}) + q_g \quad (\text{III.21})$$

et

$$q^{AR} = h_{eq}^{AR} (T^{AR} - T_{\infty}) + K'_{cond} \delta(r - R_{cav}) (T^{AR}(r = R_{cav}) - T_{stum}) \quad (\text{III.22})$$

T_{∞} représente la température de l'environnement, T_{stum} la température des picots supposée à la température du porte échantillon et constante, $T^{AR}(r = R_{cav})$ la température de l'échantillon au niveau des picots et $\delta(r)$ la distribution de Dirac en r . Le coefficient h_{eq}^{β} est défini comme la somme du coefficient de pertes convectives (h_{conv}^{β}) et d'un coefficient d'échange radiatif⁹ (h_{rad}^{β}) :

$$h_{eq}^{\beta} = h_{conv}^{\beta} + h_{rad}^{\beta} \quad \text{avec} \quad \beta = AV, AR \quad (\text{III.23})$$

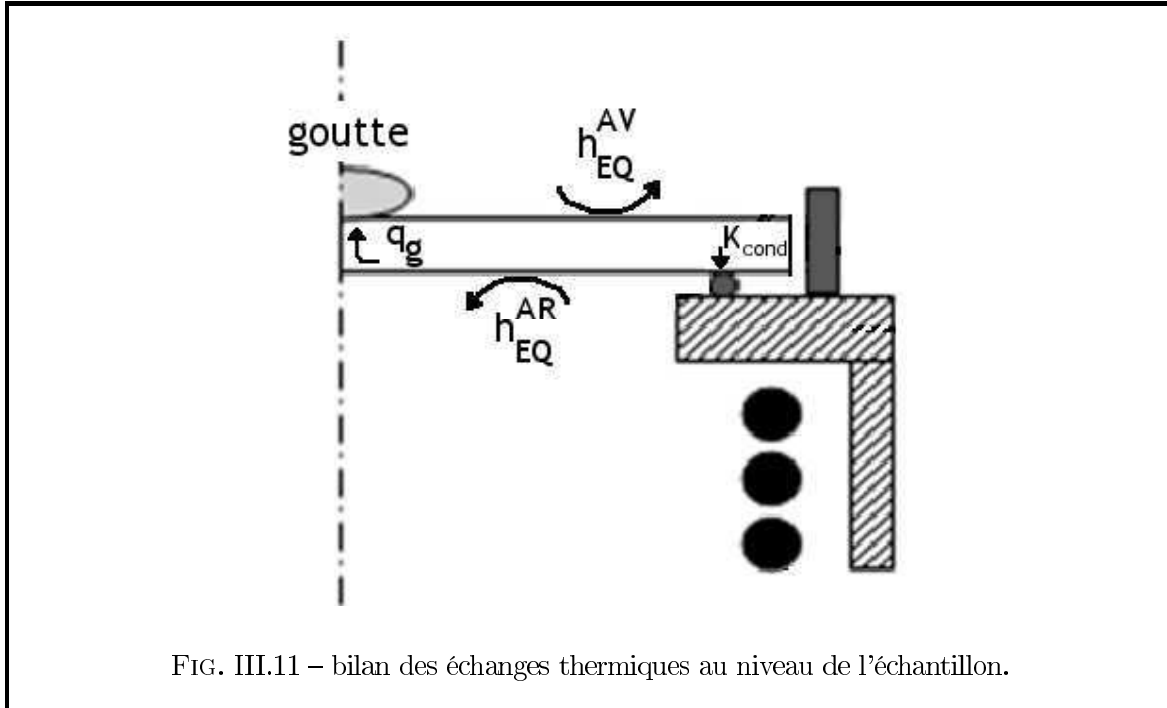
Le coefficient K'_{cond} appelé conductance de contact, traduit l'échange conductif (en $r = R_{cav}$) au niveau des trois picots. Il dépend des résistances de constriction correspondantes, voir équation III.43.

Les fonctions propres de l'équation III.19 dans la direction radiale, correspondant aux conditions limites de l'équation III.20a, sont les fonctions de Bessel du premier ordre $J_0(\alpha_n r)$ où α_n sont solutions de l'équation $J_1(\alpha_n R_{Ni}) = 0$:

$$\alpha_0 = 0 \quad \text{et} \quad \alpha_n R_{Ni} = n\pi + \frac{\pi}{4} - \frac{3}{8} \frac{1}{n\pi + \pi/4} \quad n \geq 1 \quad (\text{III.24})$$

⁸ q^{AV} et q^{AR} sont ici comptées positivement si ce sont des pertes

⁹L'évaluation des coefficients des pertes convectives (h_{conv}^{β}), radiatives (h_{rad}^{β}) est discutée dans la suite du chapitre.



Dans le but de se ramener à un problème diagonal d'équations différentielles ordinaires, les transformées spatiale de Hankel et temporelle de Laplace sont utilisées :

$$\forall g \begin{cases} \bar{g}(r, p, z) = \int_{t=0}^{\infty} g(r, t, z) e^{-pt} dt \\ \tilde{g}_n(p, z) = \int_{r=0}^{R_{Ni}} \bar{g}(r, p, z) r J_0(\alpha_n r) dr \end{cases} \quad (\text{III.25})$$

En posant $\theta = T - T_{init}(r)$, et en appliquant les transformées de l'équation III.25, l'équation III.19 devient :

$$\frac{\partial^2 \tilde{\theta}_n}{\partial z^2} - \left(\alpha_n^2 + \frac{p}{a_{Ni}} \right) \tilde{\theta}_n = 0 \quad (\text{III.26})$$

Les conditions limites se réduisent aux équations suivantes :

$$\lambda_{Ni} \frac{\partial \tilde{\theta}_n}{\partial z} \Big|_{z=0} = \tilde{q}_n^{AV} = h_{eq}^{AV} \tilde{\theta}_n^{AV} - h_{eq}^{AV} \frac{\tilde{\theta}_{n,\infty}}{p} + \tilde{q}_{n,g} \quad (\text{III.27a})$$

$$-\lambda_{Ni} \frac{\partial \tilde{\theta}_n}{\partial z} \Big|_{z=e_{Ni}} = \tilde{q}_n^{AR} = h_{eq}^{AR} \tilde{\theta}_n^{AR} - h_{eq}^{AR} \frac{\tilde{\theta}_{n,\infty}}{p} + k_n \bar{\theta}^{AR}(R_{cav}) - k_n \frac{\theta_{stum}}{p} \quad (\text{III.27b})$$

avec $k_n = K'_{cond} R_{cav} J_0(\alpha_n R_{cav})$.

L'échantillon étant supposé initialement à l'équilibre thermique et sans source interne de chaleur, la matrice quadripolaire de type « mur homogène » peut être utilisée [31]. Une telle matrice permet de

construire, dans le domaine de Laplace/Hankel, une relation linéaire entre les grandeurs d'entrées (température et flux en face avant) et les grandeurs de sortie (température et flux sur l'autre face) :

$$\tilde{\theta}_n^{AV} = A_n \tilde{\theta}_n^{AR} + B_n \tilde{q}_n^{AR} \quad \text{et} \quad \tilde{q}_n^{AV} = C_n \tilde{\theta}_n^{AR} + D_n \tilde{q}_n^{AR} \quad (\text{III.28})$$

avec $\tilde{X}_n = \begin{pmatrix} A_n & B_n \\ C_n & D_n \end{pmatrix}$ la matrice quadripolaire de transfert associée.

Après calcul, il vient :

$$\tilde{X}_n = \begin{pmatrix} \cosh(\gamma_n e_{Ni}) & \frac{1}{\lambda_{Ni} \gamma_n} \sinh(\gamma_n e_{Ni}) \\ \lambda_{Ni} \gamma_n \sinh(\gamma_n e_{Ni}) & \cosh(\gamma_n e_{Ni}) \end{pmatrix} \quad (\text{III.29})$$

avec $\gamma_n = \sqrt{\alpha_n^2 + \frac{p}{a_{Ni}}}$.

Expérimentalement, seule la température en face arrière est mesurable. On cherche donc à relier uniquement la température en face arrière $\tilde{\theta}_n^{AR}$, au flux de pertes dû à l'impact des gouttes ($\tilde{q}_{n,g}$) à l'aide des équations III.27a, III.27b et III.28 :

$$\tilde{\theta}_n^{AR} = -\tilde{Z}_n^A (p + a_{Ni} \alpha_n^2) \tilde{q}_{n,g} + \tilde{Z}_n^B (p + a_{Ni} \alpha_n^2) \frac{\tilde{\theta}_{n,\infty}}{p} + \tilde{Z}_n^C (p + a_{Ni} \alpha_n^2) \left[\frac{\tilde{\theta}_{n,stum}}{p} + \bar{\theta}(R_{cav}, p) \right] \quad (\text{III.30})$$

avec \tilde{Z}_n^α (avec $\alpha = A, B, C$) des impédances thermiques écrites comme suit :

$$\tilde{Z}_n^A(p)^{-1} = \quad (\text{III.31a})$$

$$\left(h_{eq}^{AR} + h_{eq}^{AV} \right) \cosh \left(e_{Ni} \sqrt{\frac{p}{a_{Ni}}} \right) + \frac{\left(h_{eq}^{AR} h_{eq}^{AV} \right)}{\lambda_{Ni} \sqrt{\frac{p}{a_{Ni}}}} \sinh \left(e_{Ni} \sqrt{\frac{p}{a_{Ni}}} \right) + \lambda_{Ni} \sqrt{\frac{p}{a_{Ni}}} \sinh \left(e_{Ni} \sqrt{\frac{p}{a_{Ni}}} \right) \quad (\text{III.31b})$$

$$\tilde{Z}_n^B(p) = \left(h_{eq}^{AV} + h_{eq}^{AR} \cosh \left(e_{Ni} \sqrt{p/a_{Ni}} \right) + \frac{\left(h_{eq}^{AR} h_{eq}^{AV} \right)}{\lambda_{Ni} \sqrt{p/a_{Ni}}} \sinh \left(e_{Ni} \sqrt{p/a_{Ni}} \right) \right) \tilde{Z}_n^A(p) \quad (\text{III.31c})$$

$$\tilde{Z}_n^C(p) = k_n \left(\cosh \left(e_{Ni} \sqrt{p/a_{Ni}} \right) + \frac{h_{eq}^{AV}}{\lambda_{Ni} \sqrt{p/a_{Ni}}} \sinh \left(e_{Ni} \sqrt{p/a_{Ni}} \right) \right) \tilde{Z}_n^A(p) \quad (\text{III.31d})$$

Une transformée inverse de Laplace est réalisée pour retourner dans le domaine temporel, en utilisant sa propriété de translation¹⁰. Cette transformée fait apparaître un produit de convolution¹¹, noté $*$:

$$\tilde{\theta}_n^{AR}(t) = - \left[e^{(-a_{Ni} \alpha_n^2 t)} \tilde{Z}_n^A(t) \right] * \tilde{q}_{n,g}(t) + \left[\int_0^t e^{(-a_{Ni} \alpha_n^2 t')} \tilde{Z}_n^B(t') dt' \right] \tilde{\theta}_{n,\infty}(t) + \quad (\text{III.32a})$$

$$+ \left[\int_0^t e^{(-a_{Ni} \alpha_n^2 t')} \tilde{Z}_n^C(t') dt' \right] \tilde{\theta}_{n,stum}(t) + \left[e^{(-a_{Ni} \alpha_n^2 t)} \tilde{Z}_n^C(t) \right] * \theta^{AR}(R_{cav}, t) \quad (\text{III.32b})$$

¹⁰Propriété de translation de la transformée inverse : $\mathcal{L}^{-1}(f(p + a\alpha_n^2)) = \exp^{-a\alpha_n^2 t} \mathcal{L}^{-1}(f(p))$ avec \mathcal{L} la transformée de Laplace.

¹¹Cette équation linéaire reliant la grandeur mesurée (la température) à la grandeur souhaitée (le flux) sera à la base de notre inversion dans la suite du document.

Une transformée inverse de Hankel est réalisée, par la suite, pour revenir dans le domaine spatial en r :

$$\theta^{AR}(r, t) = \frac{2}{R_{Ni}^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} \tilde{\theta}_n^{AR}(t) \quad (\text{III.33})$$

Résolution du problème direct

Comme évoqué précédemment, la résolution du problème direct passe par une estimation réaliste des flux inconnus, *i.e.* des flux de pertes convectives, radiatives, conductives et dû à l'impact des gouttes d'eau. Ce paragraphe présente la modélisation des pertes utilisées pour obtenir des profils de température simulés permettant aussi le dimensionnement de l'installation expérimentale.

Pertes convectives : Lorsqu'un fluide se trouve en contact avec une paroi chaude, sa température augmente et sa masse volumique diminue. Cette variation de masse volumique entraîne la création d'un écoulement refroidissant la plaque par convection. Les échanges thermiques, par convection naturelle, entre la plaque et l'air dépendent donc directement de cet écoulement. Cet écoulement, laminaire ou turbulent, est influencé par la géométrie de la plaque, les propriétés du fluide, la force de pesanteur et l'écart de température entre l'air et la paroi. Pour prendre en compte l'ensemble de ces paramètres, le nombre de Rayleigh est utilisé :

$$\text{Ra}_f = \frac{2g\beta R_{Ni}^3 (T_p - T_f)}{\nu_f^2} \text{Pr}_f \quad (\text{III.34})$$

avec β la dilatabilité thermique du fluide, ν_f la viscosité cinématique du fluide et Pr le nombre de Prandtl. Le nombre de Rayleigh peut s'interpréter physiquement comme le rapport des facteurs tendant à mettre le fluide en mouvement à ceux tendant à s'y opposer. Ainsi, le coefficient d'échange convectif peut être évalué, par analyse dimensionnelle, à partir du nombre de Rayleigh. Dans le cas d'une plaque horizontale, le coefficient d'échange convectif s'écrit de la manière suivante :

$$h_{conv} = \frac{A\lambda_f}{D_{Ni}} \text{Ra}^n \quad (\text{III.35})$$

avec λ_f la conductivité du fluide et A et n des coefficients dépendant de la configuration étudiée, donnés dans le tableau III.1. Ainsi, on obtient :

$$h_{conv}^{AV} = \frac{0.54\lambda_f}{D_{Ni}} \text{Ra}^{1/4} \quad \text{et} \quad h_{conv}^{AR} = \frac{0.27\lambda_f}{D_{Ni}} \text{Ra}^{1/4} \quad (\text{III.36})$$

A 300°C, l'ordre de grandeur des coefficients d'échanges convectifs est $h_{conv}^{AV} = 13.6 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$ et $h_{conv}^{AR} = 6.8 \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$.

Conditions expérimentales	Ra_f	A	n
Isotherme Flux de chaleur sur la face supérieure (AV)	$10^5 - 2.10^7$	0.54	1/4
Isotherme Flux de chaleur sur la face inférieure (AR)	$10^5 - 2.10^7$	0.24	1/4

TAB. III.1 – Valeur de A et n dans les configurations étudiées

Pertes radiatives : La densité de flux radiatif rayonnée sur le disque, d'émissivité totale (ϵ_{Ni}), peut s'écrire à partir de la loi de Stefan-Boltzmann :

$$q_{rad} = \epsilon_{Ni} \sigma (T_p^4 - T_\infty^4) \quad (\text{III.37})$$

avec σ la constante de Stefan-Boltzmann.

Il est possible de linéariser les pertes en remarquant que le terme $(T_p^4 - T_\infty^4)$ peut être écrit de la manière suivante :

$$(T_p^4 - T_\infty^4) = (T_p^2 + T_\infty^2) (T_p + T_\infty) (T_p - T_\infty) \simeq 4T_m^3 (T_p - T_\infty) \quad (\text{III.38})$$

avec T_m la température moyenne entre le disque et l'air : $T_m = (T_p + T_\infty) / 2$.

Le flux radiatif peut ainsi être écrit en faisant apparaître un coefficient d'échange équivalent (h_{rad}) :

$$q_{rad} = 4 \epsilon_{Ni} \sigma T_m^3 (T_p - T_\infty) = h_{rad} (T_p - T_\infty) \quad (\text{III.39})$$

Ainsi, le coefficient d'échange équivalent rendant compte des pertes par rayonnement est défini de la manière suivante :

$$h_{rad} = 4 \epsilon_{Ni} \sigma T_m^3 \quad (\text{III.40})$$

La linéarisation des pertes est valable si $T_p \simeq T_\infty$, c'est à dire lorsque le coefficient h_{rad} peut être supposé constant. En effet, dans le cas contraire ce coefficient, dépend de la température. L'erreur introduite par la linéarisation peut s'évaluer de la manière suivante :

$$\frac{\Delta h_{rad}}{h_{rad}} = \frac{4T_m^3 - (T_p^2 + T_\infty^2) (T_p + T_\infty)}{(T_p^2 + T_\infty^2) (T_p + T_\infty)} = -\frac{1}{2} \frac{(r-1)^2}{(r^2+1)} \quad (\text{III.41})$$

avec $r = \frac{T_p}{T_\infty}$.

Dans notre cas expérimental où $T_p = 873$ K et $T_\infty = 273$ K, l'erreur commise est une sous-estimation de 20% ($r = 3$).

ETUDE EXPERIMENTALE

On suppose, dans la suite de ce chapitre, le coefficient radiatif constant et ne dépendant pas de la température de la paroi. Il est donc pris égal pour les deux faces, à savoir la face avant et la face arrière du disque. Ce coefficient est défini par une émissivité totale et ne dépend donc pas de la longueur d'onde. L'émissivité totale est mesurée expérimentalement à 600°C par spectromètre infrarouge ($\epsilon_{Ni} = 0.51$).

Pertes conductives : A la séparation de deux milieux il existe une couche de transition. L'épaisseur de cette couche peut être extrêmement faible si les milieux adhèrent parfaitement l'un à l'autre. Elle peut être beaucoup plus importante s'il s'agit d'un contact de deux milieux présentant des irrégularités de surface accolés avec un fluide interstitiel (par exemple de l'air). Dès lors, le contact ne s'effectue qu'en certain nombre de zones de faible étendue. Dans ce cas, il se produit une convergence des lignes de flux vers les zones de contact où le passage de la chaleur est plus facile. C'est l'effet de constriction. Pour prendre en compte l'effet de constriction, on définit une résistance thermique de constriction reliant le flux conductif à la différence de température entre les deux milieux :

$$(T_p(r = R_{cav}) - T_{stum}) = R_c \phi_{cond} \quad (\text{III.42})$$

Dans notre cas expérimental où la température du porte échantillon est supposée constante et homogène, la résistance thermique peut, en première approximation, s'écrire de la manière suivante (constriction à température imposée, au niveau d'un picot unique) [31] :

$$R_c = \frac{3}{4 r_0 \lambda_{Ni}} \quad (\text{III.43})$$

et la conductance associée s'écrit alors :

$$K_{cond} = \frac{1}{R_c} = \frac{4}{3} r_0 \lambda_{Ni} \quad (\text{III.44})$$

Les picots de Quartz étant de forme sphérique, on peut supposer la zone de contact relativement faible et parfaite (zone de transition nulle). Ainsi la conductance est évaluée dans un premier temps en prenant $r_0 \simeq 150 \mu\text{m}$. Pour non plus un mais trois picots, cette conductance devient $K_{cond} = 4 r_0 \lambda_{Ni}$. On peut alors relier le flux conductif ϕ_{cond} (en W) traversant cette conductance à la densité locale de flux q_{cond} (en $W.m^{-2}$) uniformisée angulairement sur un seul rayon R_{cav} et qui constitue le 2^{me} terme du membre de droite de l'équation III.22 :

$$\phi_{cond}(t) = 2\pi \int_0^{R_{Ni}} r q_{cond}(r, t) dr = 2\pi R_{cav} K'_{cond} [T_{AR}(R_{cav}, t) - T_{stum}] = K_{cond} [T_{AR}(R_{cav}, t) - T_{stum}] \quad (\text{III.45})$$

Ceci permet de calculer K'_{cond} et le coefficient k_n apparaissant dans III.27b :

$$K'_{cond} = \frac{2r_0 \lambda_{Ni}}{\pi R_{cav}} \quad \text{et} \quad k_n = \frac{2}{\pi} r_0 \lambda_{Ni} J_0(\alpha_n R_{cav}) \quad (\text{III.46})$$

Pertes par l'impact des gouttes : En supposant la vaporisation complète de la goutte par le contact direct liquide/solide à $T_{sat} = 100$ °C, l'énergie prélevée par la goutte (Q) est estimée, dans un premier temps, en prenant en compte la chaleur sensible du liquide ainsi que la chaleur latente de vaporisation :

$$Q = m_g \{ (C_{pL} (T_{sat} - T_L) + L_v) \} \quad (III.47)$$

Or l'étude bibliographique de l'impact d'une goutte d'eau sur paroi chaude a montré que la goutte ne s'évapore pas complètement. Ainsi, un taux d'évaporation η est introduit :

$$Q = m_g \{ (C_{pL} (T_{sat} - T_L) + \eta L_v) \} \quad (III.48)$$

le flux échangé entre la goutte et la paroi, basé sur le diamètre d'étalement de la goutte et sur le temps de séjour de la goutte sur la paroi, s'écrit alors :

$$q_g = \frac{Q}{S_g t_s} \left[H(r) - H\left(r - D_m \frac{D_g}{2}\right) \right] [H(t) - H(t - t_s)] \quad (III.49)$$

avec H la fonction d'Heaviside : $x \in \mathbb{R}$, $H(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } x < 0 \\ 1 & \text{si } x \geq 0 \end{cases}$, et D_m le rapport entre le diamètre

d'étalement de la goutte et son diamètre initial. S_g est la surface initiale de la goutte ($S_g = \frac{\pi D_g^2}{4}$) et t_s le temps de séjour de la goutte sur la paroi. Ce flux est représenté sur la figure III.12.

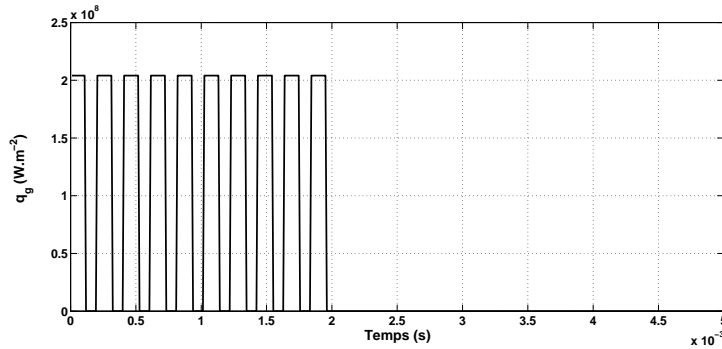


FIG. III.12 – Flux modélisé (Eq.III.49) pour 10 gouttes impactant le disque sur la face AV : $D_g = 100 \mu\text{m}$, $\eta = 0.003$, $T_L = 20^\circ\text{C}$, $D_m = 2$, $t_s = 10 \text{ ms}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$.

Dimensionnement de l'installation expérimentale

La résolution du problème direct, à partir d'une modélisation réaliste des flux en présence, permet de répondre à des problèmes liés au dimensionnement de l'installation expérimentale à savoir : choix de l'épaisseur de l'échantillon, choix de la fréquence d'injection optimum des gouttes. L'objectif de ce

paragraphe est de présenter les résultats du problème direct ainsi que les choix qui en découlent.

La figure III.13 montre le profil de température au centre de l'échantillon suite à l'impact d'une goutte d'eau de $100 \mu m$. L'impact d'une seule goutte d'eau, sur l'échantillon d'épaisseur $e_{Ni} = 500 \mu m$, entraîne une variation de température en face arrière de $0.4^\circ C$ maximum. Cette valeur est difficilement mesurable à l'aide d'une caméra IR dont l'incertitude standard est de l'ordre de $0.3^\circ C$. Ces résultats confirment l'utilité de travailler avec un train de gouttes mono-dispersées qui augmente le ΔT mesurable en face arrière. Sur la figure III.14 est montré l'effet de la fréquence d'injection d'un tel train de gouttes sur la réponse en température sur la face arrière. Dans le cas d'un train de 10 gouttes injectées à haute fréquence ($f_{inj} = 10 kHz$), la variation de température, en face arrière, est multipliée par un facteur 10, c'est à dire, par le nombre de gouttes impactantes. Cette dernière remarque est valable si l'on suppose identiques les énergies Q prélevées à la surface par chaque goutte. La figure III.14 montre également que le cumul des effets de chaque goutte est uniquement vrai pour des grandes fréquences d'injection ($>10 kHz$) c'est à dire pour des temps entre deux impacts successifs très faibles devant le temps caractéristique de diffusion 1D de la chaleur dans la plaque¹² (t_D) :

$$t_D = \frac{e_{Ni}^2}{\alpha_{Ni}} = 0.01 \text{ s} \quad (\text{III.50})$$

Pour de faibles fréquences d'injection ($<1 kHz$), on observe un régime pseudo périodique s'établir et il apparaît plus difficile de remonter à la chaleur extraite par une seule goutte.

Pour augmenter le ΔT mesurable en face arrière, une solution possible est de diminuer l'épaisseur de l'échantillon de Nickel. La figure III.13 montre également le profil de température au centre de l'échantillon dans le cas d'un échantillon de plus faible épaisseur ($e_{Ni} = 250 \mu m$). L'écart de température obtenu, $\Delta T = 0.8^\circ C$, est plus grand et donc plus facilement mesurable. Cependant, le temps de diffusion de la chaleur dans la plaque est directement lié à cette épaisseur ($t_D = 0.003 \text{ s}$ pour $e_{Ni} = 250 \mu m$). Ce temps de diffusion correspond au temps de réponse de l'échantillon et doit donc être supérieur ou du même ordre de grandeur que le temps d'acquisition de notre caméra infra-rouge, *i.e.* supérieur à l'inverse de sa fréquence d'acquisition. Notre caméra à une fréquence d'acquisition de 60 Hertz ($t_{acq} = 0.016 \text{ s}$). Pour ces raisons, il n'est pas utile de diminuer l'épaisseur à une valeur inférieure à $500 \mu m$ ($t_D = 0.01 \text{ s}$).

Ainsi, afin de rendre le ΔT en face arrière suffisamment grand pour être mesurable, on privilégie la solution qui consiste à travailler avec un train de gouttes mono dispersées à haute fréquence d'injection.

¹² $\alpha_{Ni} = 2.266 \cdot 10^{-5} m^2/s$

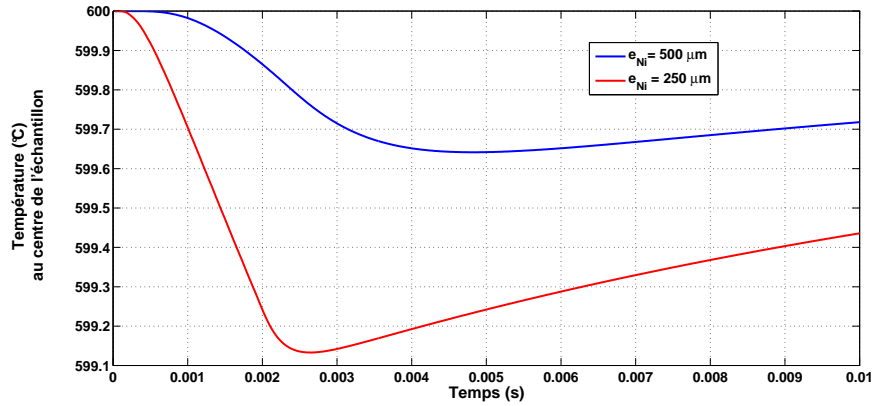


FIG. III.13 – Profil de température en face AR suite à l’impact d’une goutte d’eau de $100 \mu\text{m}$ en face AV.

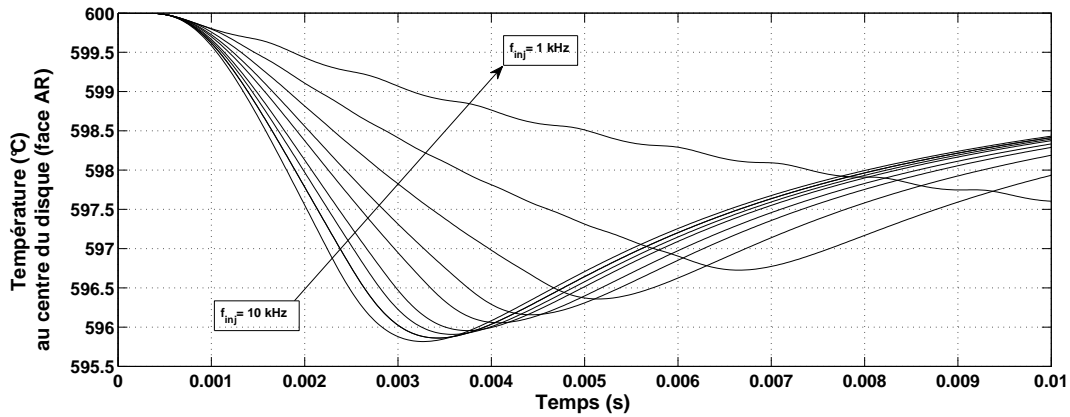


FIG. III.14 – Profil de température en face AR suite à l’impact de 10 gouttes d’eau de $100 \mu\text{m}$ pour plusieurs fréquences d’impact.

III.2.2. Problème inverse

Le paragraphe précédent a permis d’établir, par résolution du problème direct dans l’espace de Hankel, un modèle linéaire entre la température mesurée et le flux recherché. Le problème inverse se propose d’évaluer le flux en face AV en fonction de la température en face AR. Comme évoqué précédemment, les incertitudes de mesures et le bruit observé sur les températures mesurées rendent le système linéaire obtenu mal conditionné c’est à dire, que les conditions d’existence, d’unicité et de continuité de la solution ne sont pas vérifiées. Ainsi, la solution est d’utiliser des méthodes de régularisation permettant de stabiliser l’inversion. L’objet de ce paragraphe est dans un premier temps de présenter la résolution du

ETUDE EXPERIMENTALE

problème inverse ainsi que la méthode de régularisation choisie. Dans un deuxième temps, ce problème inverse est testé sur les températures simulées, artificiellement bruitées. L'objectif est de s'assurer que l'on retrouve, par inversion, les flux initialement postulés dans le paragraphe précédent.

L'équation III.32, dans le référentiel de Hankel, est le point de départ du problème inverse :

$$\tilde{\theta}_n^{AR}(t) = - \left[e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t)} \tilde{Z}_n^A(t) \right] * \tilde{q}_{n,g}(t) + \left[\int_0^t e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t')} \tilde{Z}_n^B(t') dt' \right] \tilde{\theta}_{n,\infty}(t) \quad (\text{III.51a})$$

$$+ \left[\int_0^t e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t')} \tilde{Z}_n^C(t') dt' \right] \tilde{\theta}_{n,stum}(t) + \left[e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t)} \tilde{Z}_n^C(t) \right] * \theta^{AR}(R_{cav}, t) \quad (\text{III.51b})$$

Écrite de manière matricielle, il vient :

$$\tilde{\theta}'_n = \tilde{\mathbf{X}}_n \tilde{\mathbf{q}}_{n,g} \quad (\text{III.52})$$

avec

$$\tilde{\theta}'_{n,j} = \tilde{\theta}_n^{AR}(t_j) - \left[e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t_j)} \tilde{Z}_n^B(t_j) \right] \tilde{\theta}_{n,\infty} \Delta t_j - \left[e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t_j)} \tilde{Z}_n^C(t_j) \Delta t_j \right] \tilde{\theta}_{n,stum} \quad (\text{III.53a})$$

$$- \left[e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t_j)} \tilde{Z}_n^C(t_j) \right] * \theta^{AR} \quad (\text{III.53b})$$

et

$$\tilde{\mathbf{X}}_{n,ij} = -e^{-a_{Ni}\alpha_n^2 (t_i - t_j)} \tilde{Z}_n^A(t_i - t_j) \Delta t_j \quad (\text{III.54})$$

où $\tilde{\mathbf{X}}_n$ est la matrice de sensibilité de $\tilde{\mathbf{q}}_{n,g}$ à $\tilde{\theta}'_n$. Comme expliqué précédemment, l'incertitude, inhérente à toute mesure expérimentale, rend le problème inverse « mal posé », ie, les conditions d'existence, d'unicité et de continuité de la solution ($\tilde{\mathbf{q}}_{n,g} = \tilde{\mathbf{X}}_n^{-1} \tilde{\theta}'_n$) par rapport aux données ne sont pas vérifiées. L'idée est alors d'avoir la solution la plus satisfaisante en termes de norme. Il s'agit de trouver $\tilde{\mathbf{q}}_{n,g}$ minimisant les fonctionnelles J :

$$J(\tilde{\mathbf{q}}_{n,g}) = \|\tilde{\mathbf{X}}_n \tilde{\mathbf{q}}_{n,g} - \tilde{\theta}'_n\|^2 \quad (\text{III.55})$$

La condition de minimisation s'écrit alors :

$$\frac{\partial J}{\partial \tilde{\mathbf{q}}_{n,g}} = 2 \left[\frac{\partial}{\partial \tilde{\mathbf{q}}_{n,g}} \left(\tilde{\mathbf{X}}_n \tilde{\mathbf{q}}_{n,g} - \tilde{\theta}'_n \right)^t \right] \left(\tilde{\mathbf{X}}_n \tilde{\mathbf{q}}_{n,g} - \tilde{\theta}'_n \right) \quad (\text{III.56})$$

$$= 2 \tilde{\mathbf{X}}_n^t \left(\tilde{\mathbf{X}}_n \tilde{\mathbf{q}}_{n,g} - \tilde{\theta}'_n \right) \quad (\text{III.57})$$

$$= 0 \quad (\text{III.58})$$

soit finalement

$$\tilde{\mathbf{q}}_{n,g} = \left(\tilde{\mathbf{X}}_n^t \tilde{\mathbf{X}}_n \right)^{-1} \tilde{\mathbf{X}}_n^t \tilde{\theta}'_n \quad (\text{III.59})$$

Une transformée de Hankel inverse est réalisée pour retourner dans le domaine spatial réel [31] :

$$q_g(t) = \frac{2}{R_{Ni}^2} \sum_{n=0}^N \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} \tilde{q}_{n,g}(t) \quad (\text{III.60})$$

Ainsi le modèle inverse s'écrit :

$$q_g(t) = \frac{2}{R_{Ni}^2} \sum_{n=0}^N \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} \left(\tilde{X}_n^t \tilde{X}_n \right)^{-1} \tilde{X}_n^t \tilde{\theta}'_n(t) \quad (\text{III.61})$$

Afin d'évaluer le flux échangé gouttes/paroi (q_g) la dernière étape consiste à estimer de façon précise les transformées de Hankel des profils de température ($\tilde{\theta}_n$).

Estimation des transformées de Hankel des températures

L'estimation des transformées de Hankel des profils de température ne peut s'effectuer par quadrature [36]; elle est réalisée à partir de la définition de la transformée inverse de Hankel :

$$\theta(r, t) = \frac{2}{R_{Ni}^2} \sum_{n=0}^{N_h} \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} \tilde{\theta}_n(t) \quad (\text{III.62})$$

avec N_h le nombre d'harmoniques nécessaire pour reconstruire les profils de température. La méthode d'estimation du nombre N_h sera présentée à la fin de ce paragraphe.

Matriciellement, l'équation III.62 peut s'écrire :

$$\boldsymbol{\theta} = \tilde{\mathbf{S}}_n \tilde{\boldsymbol{\theta}}_n \quad (\text{III.63})$$

avec

$$\tilde{S}_{n,j} = \frac{2 J_0(\alpha_n r_j)}{R_{Ni}^2 J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} \quad (\text{III.64})$$

Les températures, entachées d'un bruit de mesure, peuvent s'écrire :

$$\theta(r, t) = \theta_{\epsilon=0}(r, t) + \epsilon \quad (\text{III.65})$$

ϵ est le bruit d'écart type σ supposé constant.

Dans le cas d'un bruit d'écart type constant, un estimateur des moindres carrés ordinaires peut être utilisé pour stabiliser l'inversion :

$$\tilde{\boldsymbol{\theta}}_n = \left(\tilde{\mathbf{S}}_n^T \tilde{\mathbf{S}}_n \right)^{-1} \tilde{\mathbf{S}}_n^T \boldsymbol{\theta} \quad (\text{III.66})$$

Afin d'évaluer le nombre d'harmoniques optimal (Nh) nécessaire à l'inversion, on va chercher à minimiser les résidus quadratiques moyens calculés sur la température, notés ($r_q^2(Nh)$). Les résidus, à minimiser, se calculent à partir des écarts entre les températures mesurées (T) et les températures recalculées ($\theta = \tilde{S}_n \tilde{\theta}_n$) :

$$r_q^2(nh) = \frac{1}{nr \ nt} \sum_{j=1}^{nt} \sum_{i=1}^{nr} \left[\theta(r_i, t_j) - \tilde{S}_n \tilde{\theta}_n(\alpha_n, t_j) \right]^2 \quad (\text{III.67})$$

avec nt et nr, respectivement, les nombres de pas de temps et de pas de rayon considérés.

Pour tester notre inversion, le profil de température, solution de l'équation III.33, est bruité avec un bruit d'écart type 0.3°C^{13} à partir de l'équation III.65. La figure III.15 montre la valeur des résidus quadratiques moyens en fonction du nombre d'harmoniques. Dans le cas étudié, où les variations sont lentes, quelques harmoniques suffisent ($Nh = 6$) pour estimer de façon précise les transformées de Hankel des profils de température, comme en attestent les figures III.16 et III.17. En effet, il n'est pas nécessaire, et physiquement peu pertinent, d'obtenir des résidus plus faibles que la valeur de l'écart type du bruit de mesure. On montre également que la troncature de la somme de l'équation III.62 à un nombre d'harmonique trop grand ($Nh > 11$) pose un problème de stabilité.

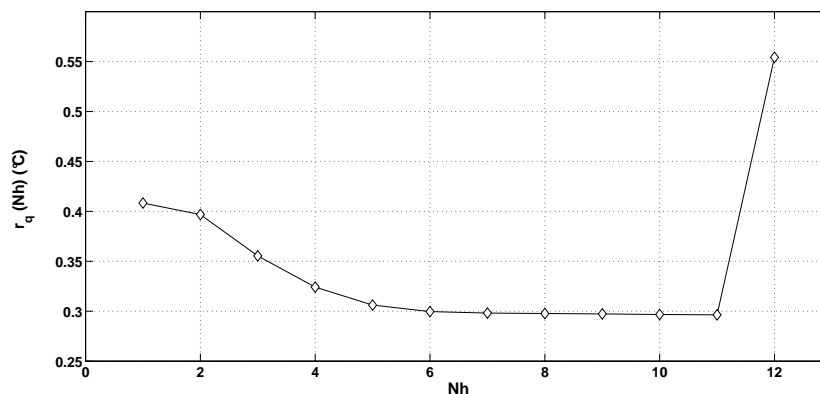


FIG. III.15 – Résidu quadratique moyen (exprimé en °C) en fonction du nombre d'harmoniques utilisés.

Test du problème inverse sur les températures simulées

Il est à noter que le calcul de la série (Eq. III.61) fait intervenir idéalement un nombre infini de termes ce qui peut poser un problème de stabilité si ce nombre est trop grand. Dans la pratique, la somme est tronquée à un nombre (N) d'harmoniques suffisant pour atteindre la convergence. Cette troncature

¹³L'écart type imposé est caractéristique de la métrologie utilisée (caméra infra-rouge).

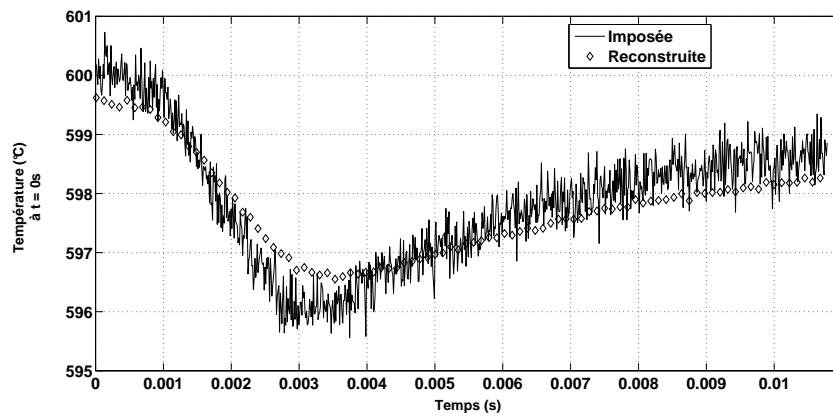


FIG. III.16 – Température simulée (artificiellement bruitée) et température recalculée, $Nh=6$.

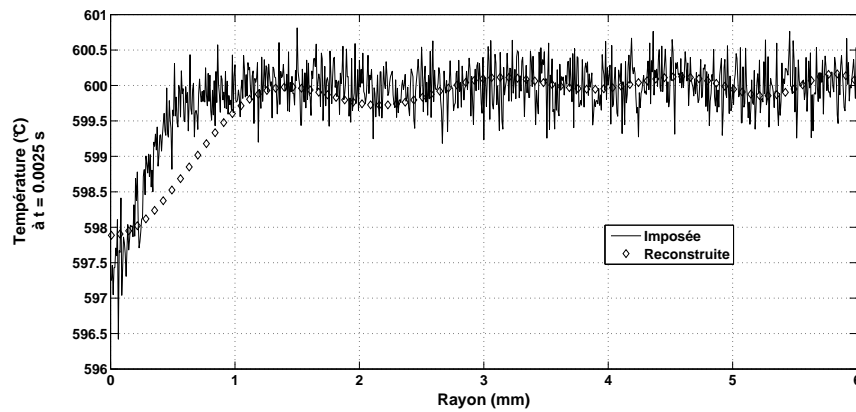


FIG. III.17 – Température simulée (artificiellement bruitée) et température recalculée, $Nh=6$.

obligatoire du spectre engendre une perte d'information aux grandes fréquences et introduit un biais sur le flux de chaleur estimé. Cette erreur est fortement liée à la répartition spatiale du flux : elle est plus importante dans le cas de fonctions présentant des variations brusques que dans le cas de fonctions dont les variations sont lentes et où quelques harmoniques significatives suffisent. Si le champ de température est exempt de bruit de mesure, le nombre N correspond à la fréquence de Shannon issue de l'échantillonnage spatial du champ. En réalité, le champ de température est bruité et le choix du paramètre N est crucial pour l'inversion, jouant le rôle de régularisateur de l'inversion. Les figures (de la figure III.18 à la figure III.21) présentent l'inversion des profils de température bruités (Eq. III.65), solution du problème direct, pour plusieurs valeurs de D_m . On montre que la reconstruction de la fonction échelon (temporel et spatial) nécessite un grand nombre d'harmoniques ($N = 20$) du fait de la variation brusque de flux imposé.

Il est intéressant de tester notre modèle inverse sur une variation plus lente du flux imposé. Pour ce faire, des profils de température simulés sont calculés à partir du flux suivant :

$$q_g = \frac{Q}{S_g t_s} \exp^{-t/\tau} \quad (\text{III.68})$$

avec τ une constante de temps fixée arbitrairement.

La figure III.22 montre l'inversion des profils de température ainsi obtenus. On montre qu'un nombre minimal d'harmoniques ($N = 3$) est nécessaire pour assurer la convergence et reconstruire le flux. La figure III.23 présente les résidus quadratiques moyens sur le flux en fonction du nombre d'harmoniques utilisées. Les résidus quadratiques moyens, r_q sont définis de la manière suivante :

$$r_q^2(N) = \frac{1}{nr \ nt} \sum_{j=1}^{nt} \sum_{i=1}^{nr} \left[q_g(r_i, t_j) - \tilde{X}_n \tilde{\theta}'_n(\alpha_n, t_j) \right]^2 \quad (\text{III.69})$$

On montre, une nouvelle fois, qu'un nombre trop élevé d'harmoniques déstabilise l'inversion.

III.3 Application au cas expérimental

L'application du modèle, développé dans le paragraphe précédent (Eq. III.61), au cas expérimental nécessite son adaptation :

- Tout d'abord, la caméra dispose d'une matrice rectangulaire $320 * 240$ pixels permettant de mesurer un champ de température dans un repère cartésien $\theta(x, y, t)$. Les modèles direct et inverse étant écrits en référentiel cylindrique ($\theta(r, t)$), un changement de repère et un pré-traitement des données (moyenne angulaire ...) sont réalisés.

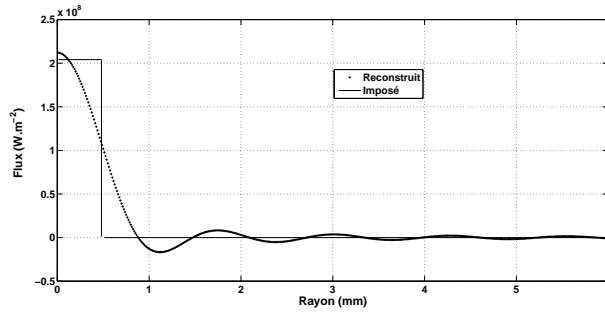


FIG. III.18 – Exemple d’inversion et reconstruction spatiale du flux (Eq III.49) pour $D_m = \frac{D_{max}}{D_g} = 5$.

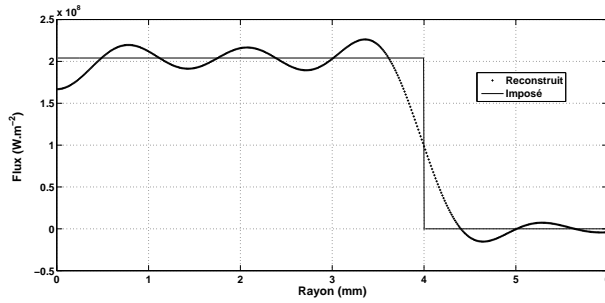


FIG. III.19 – Exemple d’inversion et reconstruction spatiale du flux (Eq III.49) pour $D_m = 40$.

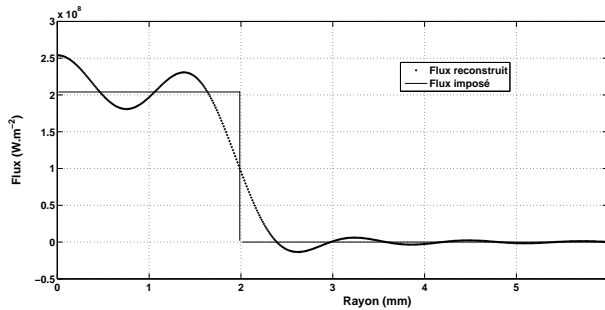


FIG. III.20 – Exemple d’inversion et reconstruction spatiale du flux (Eq III.49) pour $D_m = 20$.

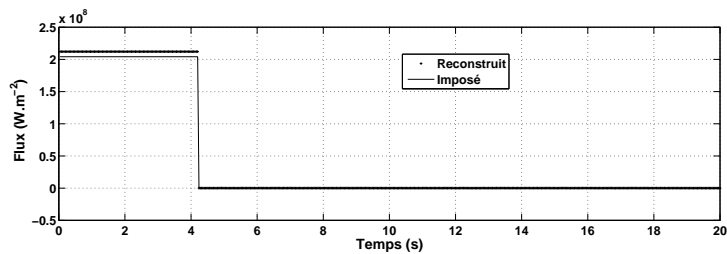


FIG. III.21 – Exemple d’inversion et reconstruction temporelle du flux (Eq III.49).

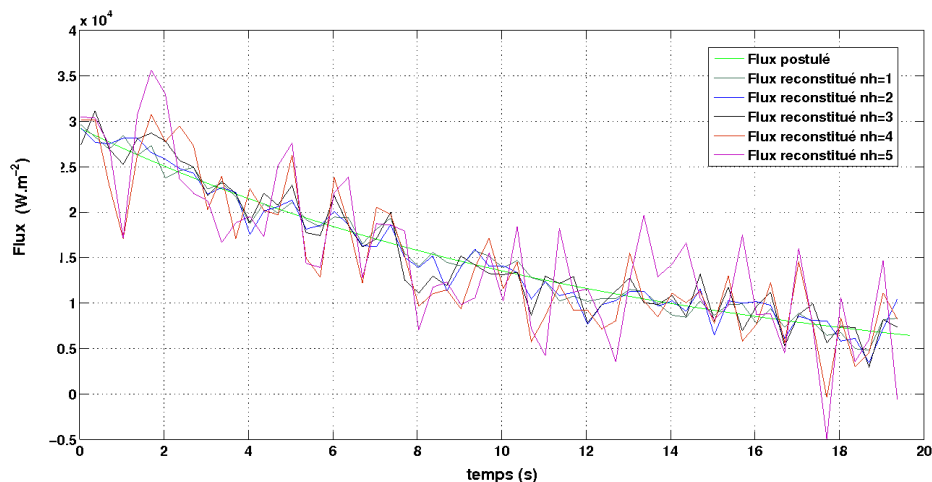


FIG. III.22 – Exemple d’inversion et reconstruction du flux (Eq III.68).

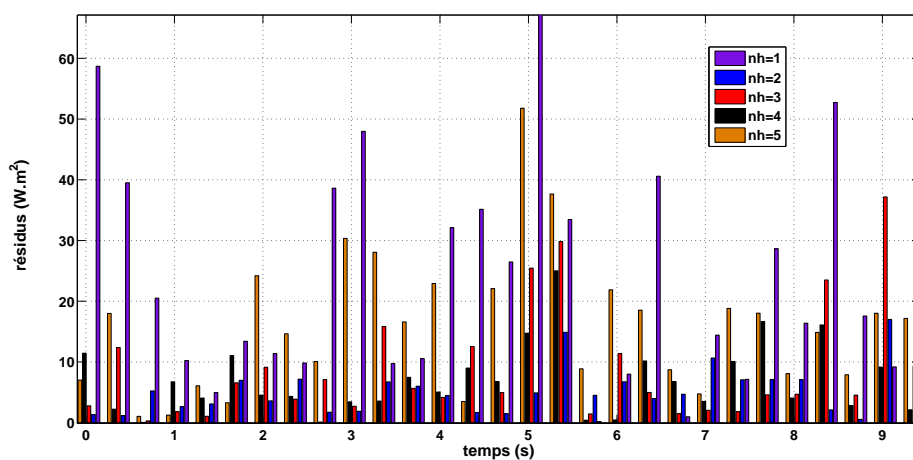


FIG. III.23 – Résidus quadratiques moyens correspondant à la figure III.22.

- Le pré-traitement des données réalisé entraîne la nécessité d’adapter la méthodologie d’estimation des transformées de Hankel des profils de température expérimentaux.
- Enfin, la précision de l’estimation du flux échangé entre la goutte et la paroi est directement liée à la connaissance précise des pertes (convection, radiation et conduction). Les pertes doivent donc être estimées.

Il est à noter que dans la pratique, les deux premiers pré-traitements sont effectués pour chaque expérience réalisée, et pour chaque thermogramme obtenu. Le dernier point est réalisé au début des premières expériences et vérifié à chaque changement de configuration.

III.3.1. Changement de repère et pré-traitement des données

Pour exprimer les profils de température expérimentaux, mesurés dans un repère cartésien, dans un repère cylindrique, le rayon correspondant à chaque pixel (ρ_{ij}) est calculé de la manière suivante :

$$r_m = \rho_{ij} = \left[(i - i_c)^2 + (j - j_c)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \Delta x \quad \text{avec} \quad \Delta x = \Delta y \quad (\text{III.70})$$

avec (i, j) les coordonnées du pixel au point M (Fig.III.24), (i_c, j_c) les coordonnées du centre de l'échantillon et Δx la taille d'un pixel de la caméra. Pour un rayon R_{int} vu par la caméra (et inférieur au rayon R_{Ni} de l'échantillon, du fait du porte échantillon, voir figure III.1), on appelle m l'indice d'un rayon sur les nr rayons différents :

$$r_m < R_{Ni} \quad (\text{III.71})$$

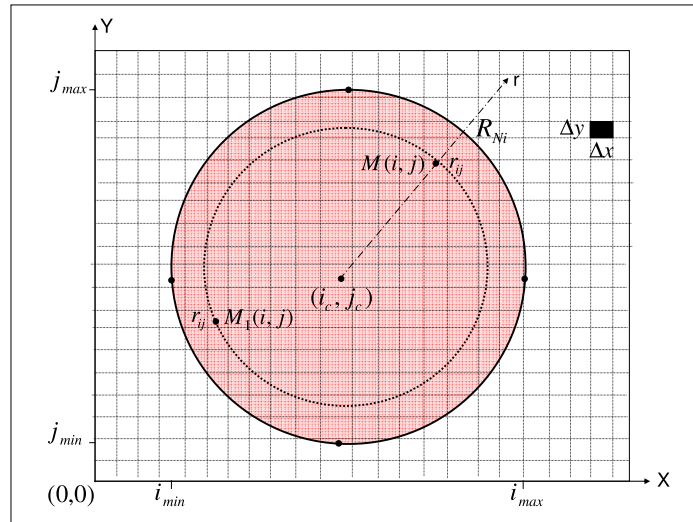


FIG. III.24 – Schématisation du disque et calcul du rayon.

Pour repérer l'échantillon sur nos thermogrammes expérimentaux, le pixel ayant la valeur maximale de température (T_{max}) et celui ayant la valeur minimale (T_{min}) sont recherchés. Tous les pixels dont la température est supérieure au seuil $\frac{T_{max} + T_{min}}{2}$ sont considérés comme appartenant à l'échantillon. Dans certains cas limites (si les niveaux de température sont trop élevés) un seuillage supplémentaire est nécessaire pour enlever certains pixels extrêmes (Fig.III.25)¹⁴.

¹⁴La partie en rouge sur le troisième thermogramme de la figure III.25 correspond aux pixels extrêmes enlevés par le deuxième seuillage. Ce seuillage consiste à tracer la courbe $DL = f(r)$ et en enlever les pixels manuellement en se fixant des contraintes sur le niveau de température et sur le numéro de pixel radial.

Les coordonnées du centre de l'échantillon sont déduites du barycentre de ces pixels internes et la taille du pixel (imposée par la métrologie mais inconnue) se déduit connaissant le rayon de notre échantillon :

$$\Delta x = \Delta y = \frac{2R_{int}}{i_{max} - i_{min}} = \frac{2R_{int}}{j_{max} - j_{min}} \quad (III.72)$$

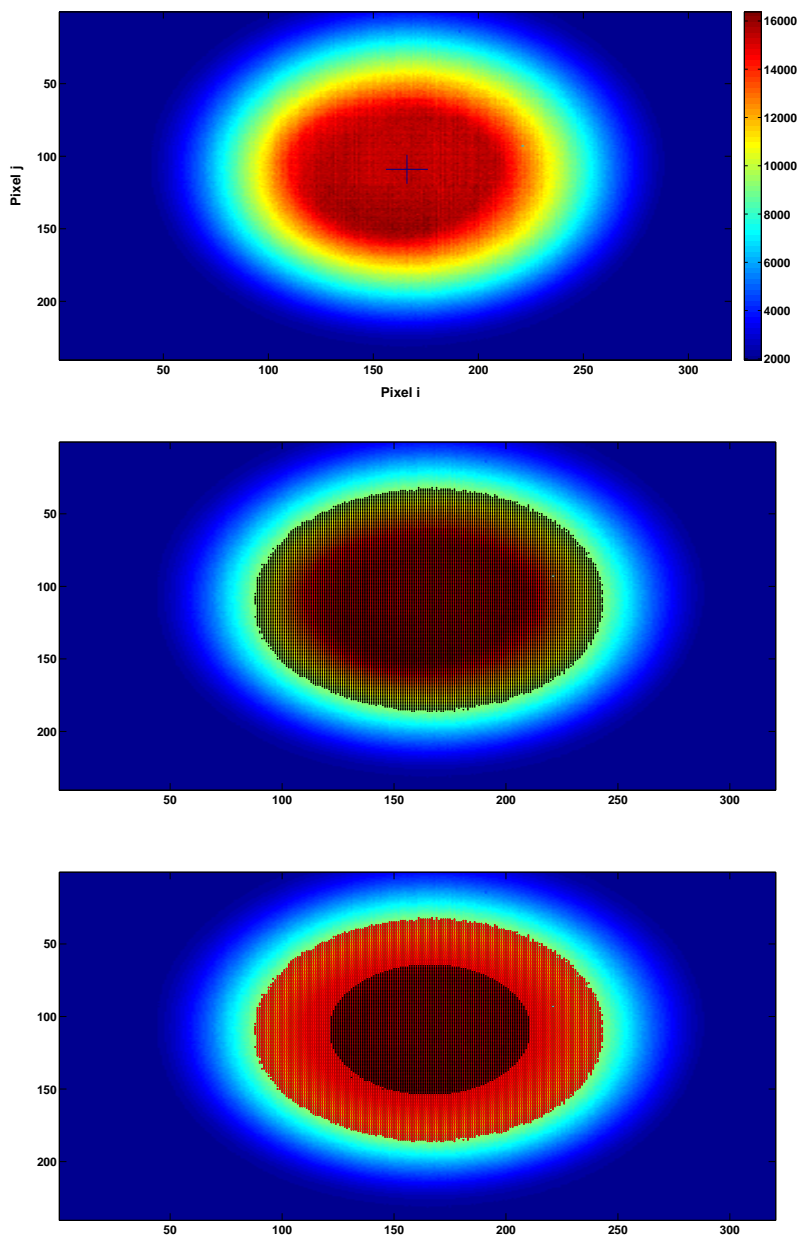


FIG. III.25 – Thermogrammes et seuillages successifs pour identifier l'échantillon.

Plusieurs pixels correspondant à un même rayon¹⁵, on réalise la moyenne des températures des pixels ayant le même rayon. Cette dernière étape revient à réaliser une moyenne angulaire des profils de température expérimentaux. Les profils de température étant entachés d'un bruit de mesure ϵ , la

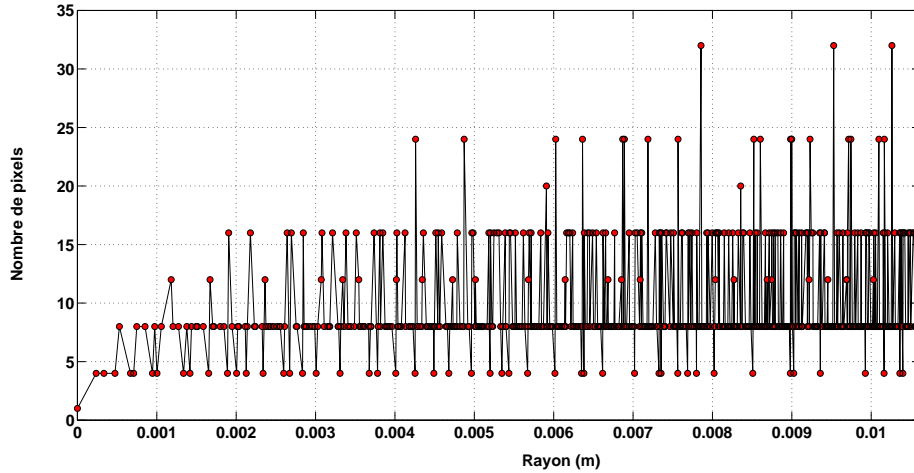


FIG. III.26 – Nombre de pixels par rayon.

variance du bruit de mesure s'écrit alors :

$$\text{var}(\epsilon) = \frac{\sigma^2}{N_m} \quad (\text{III.73})$$

avec N_m le nombre de pixels correspondant au rayon r_m et σ l'écart type du bruit de mesure.

III.3.2. Estimation des transformées de Hankel

L'estimation des transformées de Hankel des profils de température ainsi obtenus, se fait à partir de la méthodologie présentée dans le paragraphe précédent. Cependant, lors de l'utilisation de l'estimateur des moindres carrés ordinaires pour estimer les transformées de Hankel des profils de température (Eq.III.66), l'hypothèse, implicitement posée, est que le bruit vérifie les hypothèses standards : additif, d'espérance nulle, non corrélé et de variance constante, indépendant de la variable explicative (température) et de la valeur expliquée (transformée de Hankel). Ces hypothèses sont raisonnables si l'observable utilisé pour l'estimation du vecteur paramètre correspond à la sortie unique d'un instrument de mesure adapté à l'expérience. Dans notre cas, l'observable utilisé est la température de l'échantillon moyennée angulairement alors que la sortie de notre caméra est la température par pixel ; le bruit reste indépendant mais son écart type n'est plus constant (voir Eq.III.73). De ce fait, un

¹⁵Le point M_1 , de coordonnées différentes que le point M dans le repère cartésien, a la même coordonnée r_{ij} que ce point M dans le repère cylindrique (Fig.III.26).

estimateur de Gauss-Markov est utilisé minimisant les fonctionnelles :

$$J(\mathbf{T}) = \left(\mathbf{T} - \tilde{\mathbf{S}}_n \tilde{\mathbf{T}}_n\right)^T \mathbf{cov}(\mathbf{T})^{-1} \left(\mathbf{T} - \tilde{\mathbf{S}}_n \tilde{\mathbf{T}}_n\right) \quad (\text{III.74})$$

avec $\mathbf{cov}(\mathbf{T}) = \sigma^2 \begin{pmatrix} 1/N_1 & & \\ & \ddots & \\ & & 1/N_{nr} \end{pmatrix}$.

Le minimum de III.74 est obtenu pour :

$$\tilde{\mathbf{T}}_n = \left(\tilde{\mathbf{S}}_n^T \mathbf{cov}(\mathbf{T}) \tilde{\mathbf{S}}_n\right)^{-1} \tilde{\mathbf{S}}_n^T \mathbf{cov}(\mathbf{T}) \mathbf{T} \quad (\text{III.75})$$

Afin d'évaluer le nouveau nombre d'harmoniques optimal (Nh) nécessaire à l'inversion, on va chercher, de la même manière, à minimiser les résidus quadratiques moyens calculés sur la température (Eq III.67). La figure III.27 montre la valeur des résidus quadratiques moyens en fonction du nombre d'harmoniques. Dans le cas étudié, où les variations temporelles sont lentes, quelques harmoniques suffisent (typiquement $Nh = 5$) pour estimer de façon précise les transformées de Hankel des profils de température, comme en attestent les figures III.28 et III.29. On montre également que la troncature de la somme de l'équation III.62 à un nombre d'harmoniques trop grand ($Nh > 17$) pose, une nouvelle fois, un problème de stabilité (figure III.27).

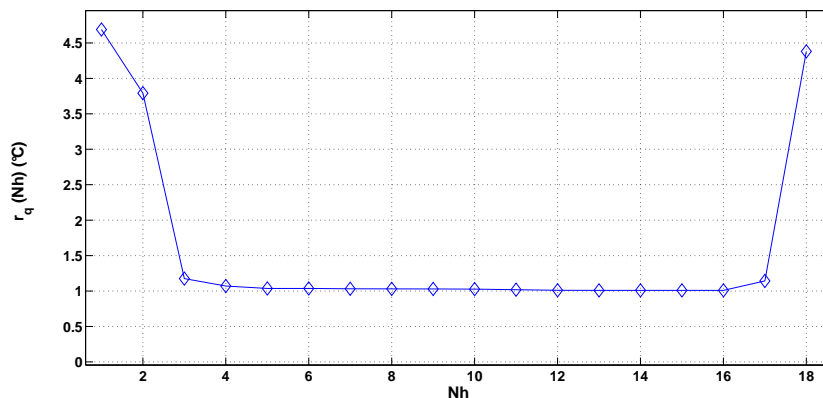


FIG. III.27 – Résidu quadratique moyen (exprimé en °C) en fonction du nombre d'harmoniques utilisé.

III.3.3. Estimation des pertes

La précision de l'estimation du flux gouttes/paroi, à partir du modèle présenté, est directement corréllée au degré de connaissance des pertes thermiques, propres au cas expérimental étudié. Les pertes,

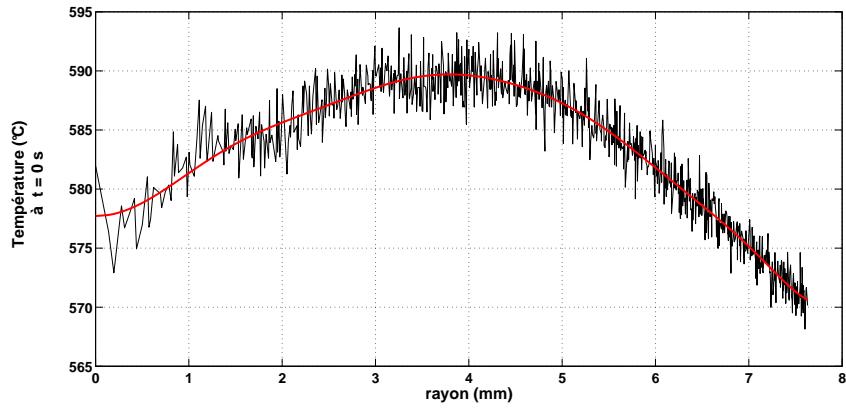


FIG. III.28 – Température expérimentale et température recalculée, $Nh=5$.

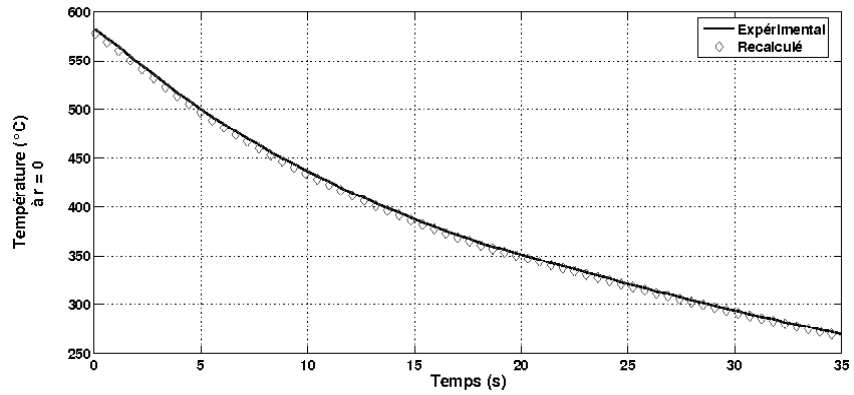


FIG. III.29 – Température expérimentale et température recalculée, $Nh=5$.

convectives, radiatives et conductives, peuvent être évaluées à partir de deux types d'expérience :

- Un cas de relaxation pure : l'échantillon de Nickel, au préalable chauffé, est uniquement refroidi par les pertes convectives, radiatives et conductives, en d'autres termes, dans le cas où il n'y a pas d'impact de gouttes ($q_g = 0$).
- Un cas de chauffage : l'échantillon est chauffé par induction jusqu'à l'obtention d'un régime permanent, aucune goutte n'impactant dessus.

Le flux, dans les deux cas, est estimé par méthodes inverses à partir des profils de température expérimentaux (figures III.30 et III.31). Cependant, le modèle complet précédemment exposé, estimant le flux sur la face avant, ne permet pas une estimation différenciée de chaque mode de transfert rencontré (convectif, radiatif et conductif). C'est pourquoi, un modèle 1D d'ailette est développé.

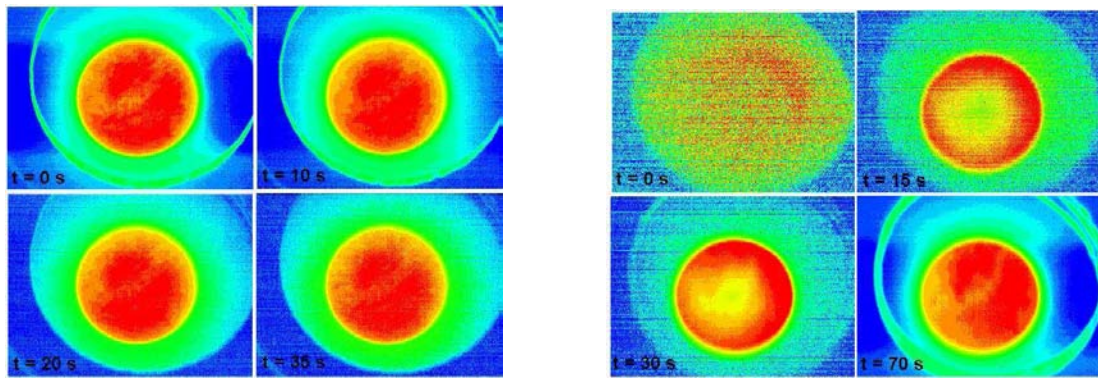


FIG. III.30 – Thermogrammes expérimentaux de l'échantillon pendant a) sa relaxation b) son chauffage.

Modèle d'estimation des pertes

La dimension transverse de notre échantillon étant petite devant la dimension longitudinale et la conductivité thermique du Nickel étant élevée, une température moyenne d'ailette selon l'axe z peut être définie (figure III.32) :

$$T_{ail} = \frac{1}{e_{Ni}} \int_0^{e_{Ni}} T(r, t, z) dz \quad (III.76)$$

L'utilisation d'un modèle d'ailette revient à négliger la variation de température suivant l'axe z . L'équation de la chaleur s'écrit alors :

$$\frac{\partial^2 T_{ail}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T_{ail}}{\partial r} - \frac{1}{\lambda_{Ni} e_{Ni}} q(r, t) = \frac{1}{a_{Ni}} \frac{\partial T_{ail}}{\partial t} \quad (III.77)$$

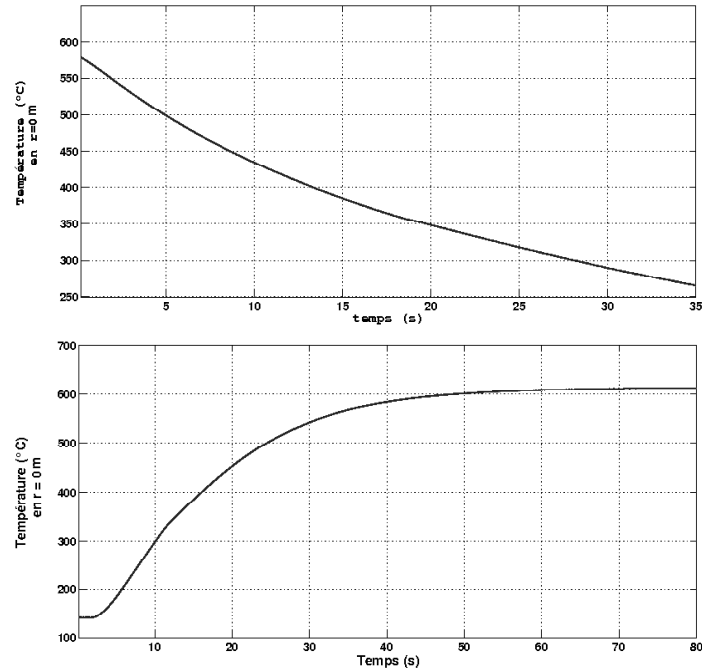


FIG. III.31 – Évolution temporelle de la température au centre de l'échantillon pendant sa relaxation (en haut) et son chauffage (en bas).

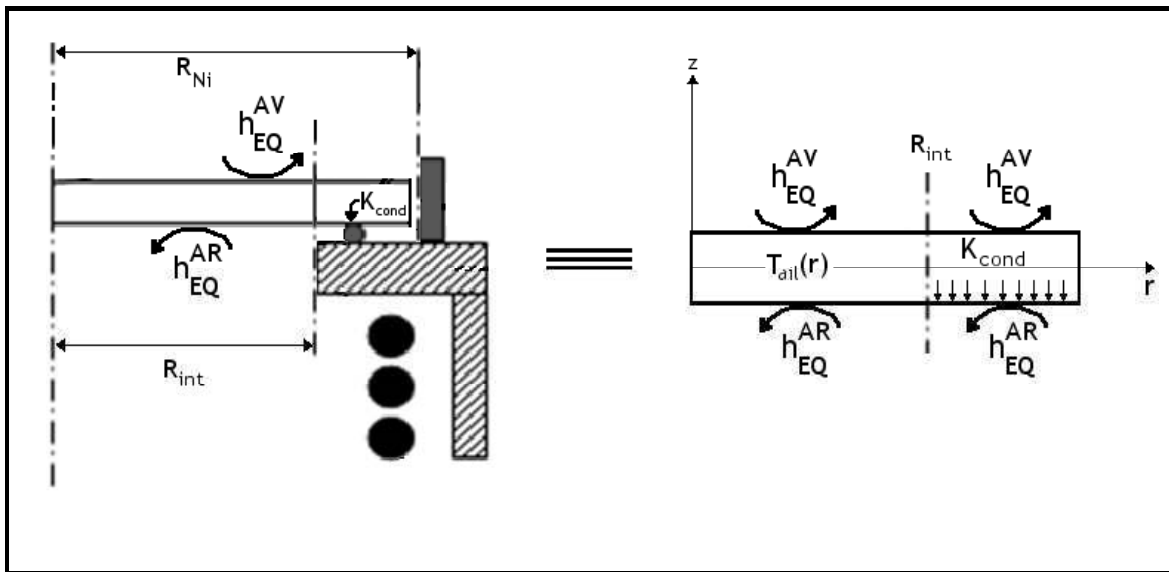


FIG. III.32 – Vue schématique de l'installation et l'équivalent en modèle d'ailette.

L'échantillon se comporte comme une plaque mince de faible épaisseur refroidie par un terme source $q(r, t)$. Ce terme source englobe l'ensemble des pertes et des gains sans distinction entre face avant et face arrière.

ETUDE EXPERIMENTALE

Il est possible de rendre le problème linéaire en passant dans le domaine des transformées de Laplace/Hankel, déjà défini dans les paragraphes précédents. La solution s'écrit alors directement :

$$\tilde{T}_{ail,n} = \frac{\tilde{T}_{init,n}}{p + a_{Ni}\alpha_n^2} - \frac{1}{(\rho_{Ni}C_{pNi}e_{Ni})} \frac{\tilde{q}_n}{p + a_{Ni}\alpha_n^2} \quad (\text{III.78})$$

avec $\tilde{T}_{init,n}$ la transformée de Hankel du profil de température initial.

L'utilisation de la transformée inverse et de la propriété de translation de la transformée inverse de Laplace permet de revenir dans le domaine temporel. Cette inversion fait apparaître un produit de convolution noté $*$:

$$\tilde{T}_{ail,n} = \tilde{T}_{init,n} e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t)} - \frac{1}{\rho_{Ni}C_{pNi}e_{Ni}} e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t)} * \tilde{q}_n(t) \quad (\text{III.79})$$

Écrit matriciellement, l'équation III.79 devient :

$$\tilde{\mathbf{B}}_n = \tilde{\mathbf{S}}_n \tilde{\mathbf{q}}_n \quad (\text{III.80})$$

avec $\tilde{B}_{n,j} = \rho_{Ni}C_{pNi}e_{Ni} \left[\tilde{T}_{init,n} e^{(-a_{Ni}\alpha_n^2 t_j)} - \tilde{T}_{ail}(t_j) \right]$

et $\tilde{S}_{n,j} = \sum_{i=1}^j e^{-a_{Ni}\alpha_n^2 (t_j - t_i)} \Delta t$.

Le problème inverse classique est donc d'estimer le terme $\tilde{\mathbf{q}}_n$ à partir de l'observation du terme $\tilde{\mathbf{B}}_n$. Pour ce faire, un estimateur des moindres carrés ordinaire est utilisé :

$$\tilde{\mathbf{q}}_n = \left(\tilde{\mathbf{S}}_n^T \tilde{\mathbf{S}}_n \right)^{-1} \tilde{\mathbf{S}}_n^T \tilde{\mathbf{B}}_n \quad (\text{III.81})$$

Le retour dans le domaine réel s'effectue de la manière suivante :

$$q(r, t) = \frac{2}{R_{Ni}^2} \sum_{n=0}^{Nh} \frac{J_0(\alpha_n r)}{J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} \tilde{q}_n(t) \quad (\text{III.82})$$

On intègre le flux sur l'intervalle $[0-R_{Ni}]$:

$$q_{tot}(t) = \frac{2}{R_{Ni}^2} \int_0^{R_{Ni}} q(r, t) r dr = \frac{2}{R_{Ni}^4} \sum_{n=0}^{Nh} g_{tot,n} \tilde{q}_n \quad (\text{III.83})$$

avec :

$$g_{tot,n} = \begin{cases} \frac{R_{Ni} J_1(\alpha_n R_{Ni})}{\alpha_n J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} & \text{si } n \neq 0 \\ R_{Ni}^2/2 & \text{si } n = 0. \end{cases} \quad (\text{III.84})$$

L'échantillon de Nickel est disposé sur un porte échantillon. La température de l'échantillon est ainsi mesurable sur une surface plus petite que celle de l'échantillon ($R_{int} < R_{Ni}$ voir figure III.32). Afin de calculer la température moyenne sur toute la surface de l'échantillon, un problème inverse dit

de complétion de données est utilisé. Le principe est de reconstruire des données sur des zones non accessibles à la mesure. Ici, ce problème inverse se résume à estimer la température sur la partie totale ($r \in [0 - R_{Ni}]$) à partir des Nh harmoniques de température à disposition ($\tilde{T}_{ail,n}$) :

$$T_{tot}(t) = \frac{2}{R_{Ni}^2} \int_0^{R_{Ni}} T_{ail}(r,t) r dr = \frac{2}{R_{Ni}^4} \sum_{n=0}^{Nh} g_n \tilde{T}_{ail,n} \quad (\text{III.85})$$

On peut, ainsi, calculer la température moyenne sur la surface intérieure (notée T_{int} pour $r \in [0 - R_{int}]$) et sur la surface cachée (notée T_{ext} pour $r \in [R_{int} - R_{Ni}]$) :

$$T_{int}(t) = \frac{2}{R_{int}^2} \int_0^{R_{int}} T_{ail}(r,t) r dr = \frac{2}{R_{int}^4} \sum_{n=0}^{Nh} g_{int,n} \tilde{T}_{ail,n} \quad (\text{III.86})$$

avec :

$$g_{int,n} = \begin{cases} \frac{R_{int} J_1(\alpha_n R_{int})}{\alpha_n J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} & \text{si } n \neq 0 \\ R_{int}^2/2 & \text{si } n = 0. \end{cases} \quad (\text{III.87})$$

et,

$$T_{ext}(t) = \frac{2}{(R_{Ni}^2 - R_{int}^2)} \int_{R_{int}}^{R_{Ni}} T_{ail}(r,t) r dr = \frac{2}{R_{int}^2 (R_{Ni}^2 - R_{int}^2)} \sum_{n=0}^{Nh} g_{ext,n} \tilde{T}_{ail,n} \quad (\text{III.88})$$

avec :

$$g_{ext,n} = \begin{cases} \frac{R_{Ni} J_1(\alpha_n R_{Ni}) - R_{int} J_1(\alpha_n R_{int})}{\alpha_n J_0^2(\alpha_n R_{Ni})} & \text{si } n \neq 0 \\ (R_{Ni}^2 - R_{int}^2)/2 & \text{si } n = 0. \end{cases} \quad (\text{III.89})$$

L'estimation précise de T_{int} et T_{ext} nécessite un nombre d'harmoniques Nh optimum. Le critère permettant de fixer ce nombre est la minimisation des résidus calculés sur le flux total (q_q). En effet, il est possible d'exprimer le flux total à partir des deux températures, supposées radialement uniformes, T_{int} et T_{ext} :

$$q_{tot,2} = q_{int} + q_{ext} \quad (\text{III.90})$$

$$q_{tot,2} = (mCp)_{int} \frac{dT_{int}}{dt} + (mCp)_{ext} \frac{dT_{ext}}{dt} \quad (\text{III.91})$$

Ainsi, les résidus quadratiques moyens s'écrivent :

$$r_q^2 = \frac{1}{nt} \sum_{i=1}^{nt} [q_{tot}(t) - q_{tot,2}(t)]^2 \quad (\text{III.92})$$

Le minimum des résidus est obtenu pour un nombre d'harmoniques $Nh = 5$. Ainsi, la figure III.33 montre la bonne adéquation entre le flux total estimé par les deux approches : $q_{tot,2}$ avec $Nh = 5$ et q_{tot} .

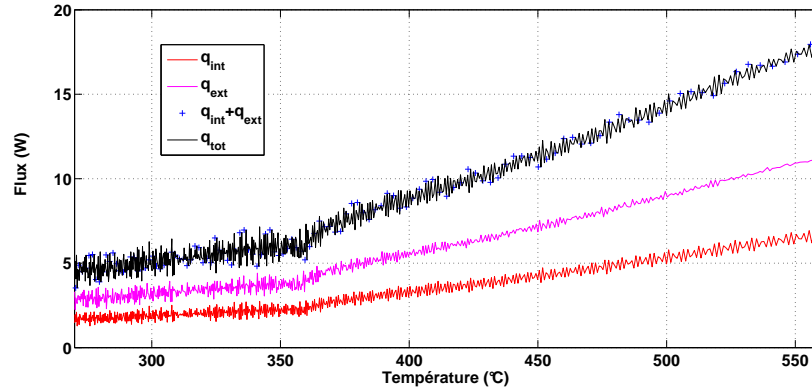


FIG. III.33 – Flux de pertes des trois parties (intérieure, extérieure et totale)

Cas d'une relaxation pure

Les pertes thermiques de la partie intérieure se modélisent comme étant la somme des pertes convectives, radiatives et du flux conductif interne à l'échantillon du fait de la différence de température entre les deux parties ($T_{int} - T_{ext}$). La figure III.34 montre cet écart de température pendant le temps de relaxation thermique de l'échantillon. L'écart étant faible (au maximum de 2°C, au début de la relaxation), ce flux conductif interne est négligé.

De plus, les pertes conductives, localisées au niveau des picots de Quartz, sont supposées locales et

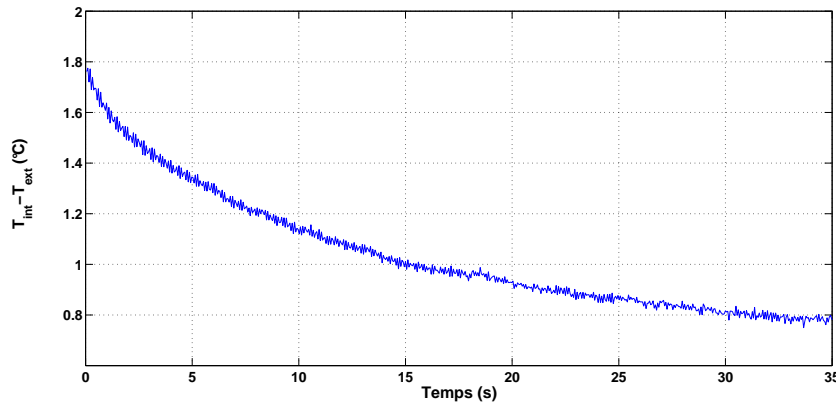


FIG. III.34 – Gradient de température entre la partie intérieure et la partie extérieure.

n'affectant que le flux total et non pas le flux sur la partie intérieure de l'échantillon (en d'autres termes n'affectant que la partie extérieure q_{ext}). Ainsi, ce flux peut être modélisé de la manière suivante :

$$q_{int} = \frac{(h_{conv}^{AR} + h_{conv}^{AV}) S_{int} (T_{int} - T_{\infty}) + 2\epsilon\sigma S_{int} (T_{int}^4 - T_{\infty}^4)}{S_{int}} \quad (III.93)$$

La figure III.35 montre le flux intérieur calculé à partir de l'estimation de T_{int} et le flux modélisé

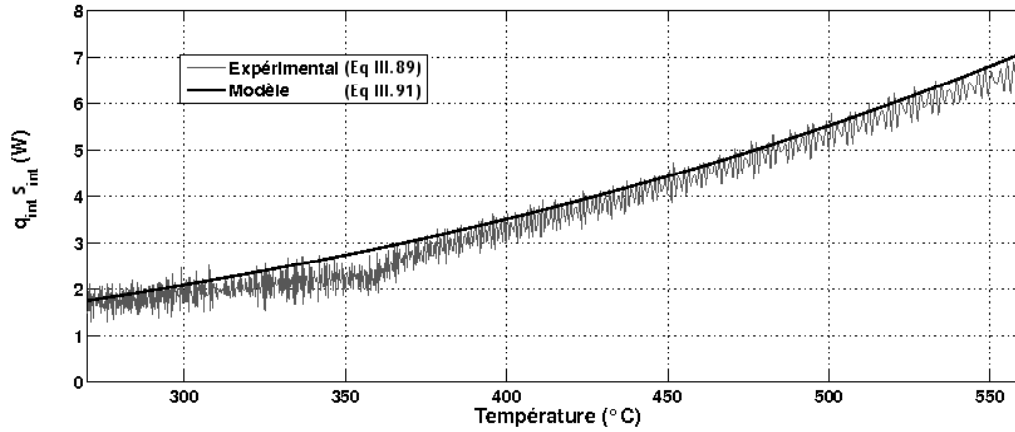


FIG. III.35 – Flux de pertes expérimental et modélisé ($q_{int}S_{int}$).

par l'équation III.93 avec les coefficients suivants, calculés à partir des corrélations (pour h_{conv}^{β}) ou directement mesurés (pour ϵ) du chapitre précédent :

$$\begin{cases} h_{conv}^{AR} = 6.8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ h_{conv}^{AV} = 13.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ \epsilon = 0.51 \end{cases} \quad (\text{III.94})$$

On montre que les coefficients convectifs, issus des corrélations, présentent de bons résultats (fig.III.35). Ainsi, ces valeurs sont utilisées dans le modèle inverse permettant d'estimer le flux échangé par la goutte lors de son impact sur la paroi.

Pour évaluer les pertes totales de l'échantillon, les pertes par conduction au niveau des picots de Quartz (ϕ_{cond}) doivent être prises en compte et correctement évaluées. A partir de la définition des pertes sur l'ensemble de l'échantillon, on fait apparaître le terme ϕ_{cond} :

$$q_{tot} = \frac{(h_{conv}^{AR}S_{int} + h_{conv}^{AV}S_{tot})(T_{tot} - T_{\infty}) + \epsilon\sigma(S_{tot} + S_{int})(T_{tot}^4 - T_{\infty}^4) + \phi_{cond}}{S_{tot}} \quad (\text{III.95})$$

Ainsi, le flux de pertes conductives s'exprime directement :

$$\phi_{cond} = S_{tot}q_{tot} - (h_{conv}^{AR}S_{int} + h_{conv}^{AV}S_{tot})(T_{tot} - T_{\infty}) - \epsilon\sigma(S_{tot} + S_{int})(T_{tot}^4 - T_{\infty}^4) \quad (\text{III.96})$$

Comme évoqué précédemment, pour prendre en compte l'effet de constriction (convergence des lignes de flux vers la zone de contact échantillon/picots), une conductance thermique de contact, reliant le flux conductif à la différence de température entre les deux milieux, est introduite :

$$\phi_{cond} = K_{cond}(T_{ext} - T_{stum}) \quad (\text{III.97})$$

Théoriquement et sous certaines hypothèses, cette conductance vaut :

$$K_{cond} = \frac{1}{R_c} = \frac{4}{3} r_0 \lambda_{Ni} = 0.018 \text{ W.K}^{-1} \quad (\text{III.98})$$

La figure III.36 présente le flux total sur l'échantillon et le flux conductif. Expérimentalement, le coefficient K_{cond} est évalué comme étant le coefficient directeur de la régression linéaire réalisée sur q_{cond} . K_{cond} est estimé expérimentalement à 0.013 W.K^{-1} .

Les dimensions du porte échantillon comparées à celle des picots de Quartz sont telles que la température des picots peut être supposée égale à celle du porte échantillon. De plus, le temps caractéristique du refroidissement du porte échantillon est très grand par rapport à celui de l'échantillon du fait d'une faible valeur de conductivité thermique et de dimensions géométriques importantes comparées aux dimensions de l'échantillon. Ainsi, la température du porte échantillon, peut être considérée comme constante. Dans le cas étudié, la température du porte échantillon est expérimentalement évaluée à $T_{stum} = 200^\circ\text{C}$. L'ordre de grandeur de cette température a été expérimentalement vérifié à l'aide d'un thermocouple de contact situé au niveau du porte échantillon. Cette valeur peut paraître importante mais peut s'expliquer de différentes manières :

- le porte échantillon abrite les spires inductives. Ces spires inductives, malgré les systèmes de refroidissement, s'échauffent.
- le porte échantillon est également chauffé par transfert radiatif. En effet, une grande partie du rayonnement, issu de la face arrière de l'échantillon, est reçu par le porte échantillon du fait de l'espace confiné sous l'échantillon.
- même si cette part n'est pas prépondérante sur le chauffage global, le porte échantillon est également chauffé par conduction.

Cas d'un chauffage

La phase d'étalonnage des pertes étant effectuée, il est intéressant de confronter les valeurs trouvées sur un cas de chauffage. Rappelons que le cas de chauffage étudié, consiste à mesurer les profils de température de l'échantillon, chauffé par induction sans impact de gouttes, dans le but d'estimer la puissance injectée dans l'échantillon et de vérifier, *a posteriori*, les coefficients de pertes. Cette estimation est directement réalisée à partir de la connaissance des coefficients de pertes. L'objet de ce paragraphe est de présenter l'estimation de la puissance de chauffage et de la valider par un calcul aux éléments finis.

Dans le cas du chauffage de l'échantillon, la puissance peut directement s'écrire :

$$q_{chauff} = q_{tot} S_{tot} - (h_{conv}^{AR} S_{int} + h_{conv}^{AV} S_{tot}) (T_{tot} - T_{\infty}) - \epsilon \sigma (S_{tot} + S_{int}) (T_{tot}^4 - T_{\infty}^4) - K_{cond} (T_{tot} - T_{stum})$$

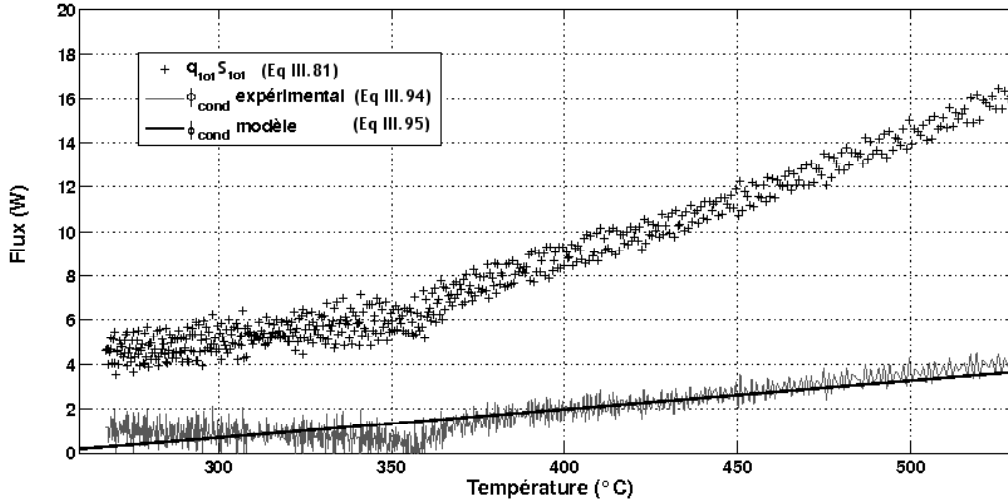


FIG. III.36 – Flux de pertes expérimental et modélisé (ϕ_{cond}).

(III.99)

avec les coefficients évalués précédemment :

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{conv}^{AR} = 6.8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ h_{conv}^{AV} = 13.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ \epsilon = 0.51 \\ K_{cond} = 0.013 \text{ W.K}^{-1} \end{array} \right. \quad (III.100)$$

La figure III.37 montre la puissance de chauffage en fonction de la température de l'échantillon moyenne (T_{tot}). La puissance dissipée par l'inducteur dans l'échantillon est de 26 Watts.

L'échantillon est chauffé par trois spires inductives cylindriques disposées sous le porte échantillon. Le dispositif d'induction est constitué d'un générateur électrique alimentant les spires et créant ainsi un champ magnétique. Le modèle adapté pour décrire le système composé d'un inducteur et de sa charge est le modèle de l'électromagnétisme des basses fréquences :

$$\vec{\nabla} \times (\nu \vec{\nabla} \times \vec{a}) = \vec{J}_s - \sigma (\partial_t \vec{a}) \quad (III.101)$$

$$\text{avec } \nu = \begin{cases} \frac{1}{\mu_0 \mu_e} & \text{dans l'échantillon} \\ \frac{1}{\mu_0} & \text{ailleurs.} \end{cases}$$

\vec{a} est le vecteur potentiel magnétique, \vec{J}_s la densité de courant source. Le terme $\sigma (\partial_t \vec{a})$ représente la densité de courant induit et μ_0 et μ_e respectivement la perméabilité du vide et de l'échantillon.

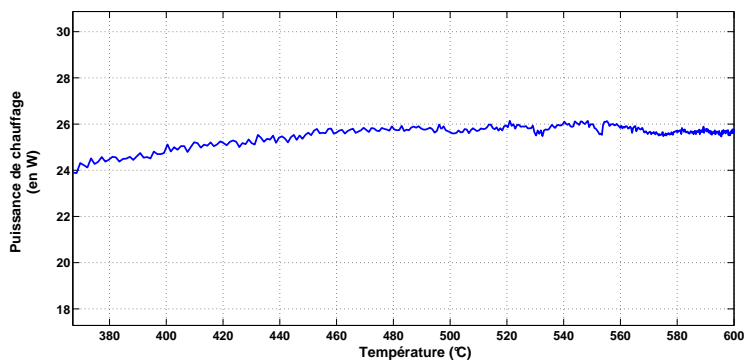


FIG. III.37 – Puissance de chauffage estimée.

La résolution de l'équation III.101, par éléments finis, est réalisée sur l'ensemble du domaine présenté sur la figure III.38. La figure III.38 montre également la répartition des lignes du champ magnétique

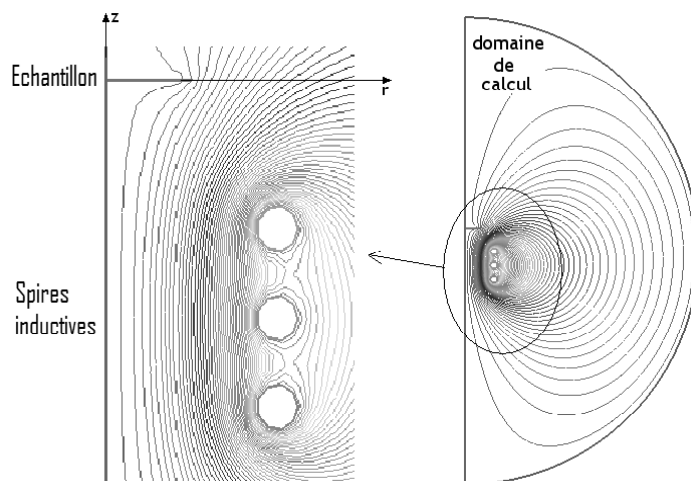


FIG. III.38 – Ligne de champs magnétique autour des spires inductives.

autour des spires inductives. L'échantillon, disposé de telle manière, reçoit une puissance de chauffage calculée de 30 Watts. Cette valeur confirme la valeur obtenue par inversion des profils de température ($\approx 26W$) et valide, par conséquent, les valeurs des coefficients de pertes utilisées.

Synthèse

En conclusion, l'estimation des pertes est une étape importante dans le processus d'estimation du flux échangé goutte/paroi. Dans la suite pour le modèle de méthode inverse servant à déduire le flux soustrait à la plaque par l'impact des gouttes en face avant en fonction du champ de température en

face arrière, les valeurs suivantes seront utilisées :

$$\left\{ \begin{array}{l} h_{conv}^{AR} = 6.8 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ h_{conv}^{AV} = 13.6 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1} \\ \epsilon = 0.51 \\ K_{cond} = 0.013 \text{ W.K}^{-1} \end{array} \right. \quad (\text{III.102})$$

La répartition des pertes est, ainsi, présentée sur la figure III.39 en fonction de la température moyenne de l'échantillon. On montre que les pertes radiatives représentent une grande partie des pertes totales notamment à hautes températures.

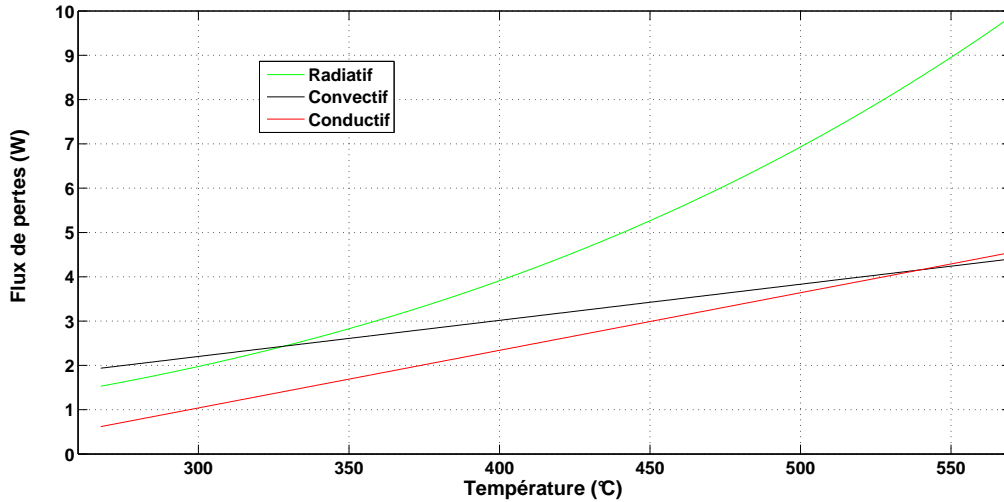


FIG. III.39 – Répartition des pertes totales.

III.4 Évaluation des erreurs d'estimation

L'objet de ce paragraphe n'est pas de fournir une valeur précise de l'incertitude et de l'erreur réalisée sur le flux. Le but est de dresser une liste la plus complète possible de tous les postes d'erreurs possibles afin d'en minimiser l'effet sur le flux recherché. L'erreur d'estimation (e_β), considérée comme étant l'erreur globale sur le flux, est composée de 5 sources d'erreurs potentielles (Fig.III.40) :

- L'erreur de résolution du problème direct e_1 .
- L'erreur d'hypothèse e_2 .
- L'erreur due au bruit e_3 .

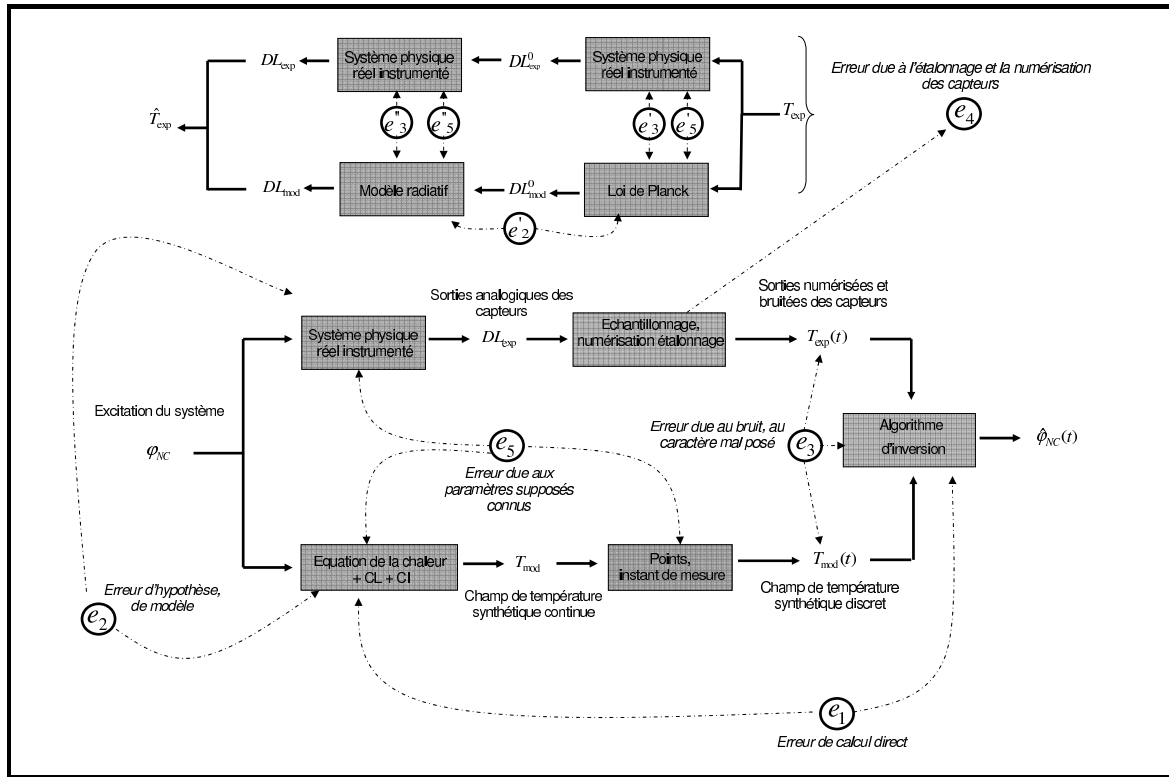


FIG. III.40 – bilan schématique des sources d’erreur.

- L’erreur de métrologie thermique e_4 .
- L’erreur due aux paramètres connus e_5 .

L’erreur d’estimation peut s’écrire au premier ordre :

$$e_{\beta} = e_1 + e_2 + e_3 + e_4 + e_5 \tag{III.103}$$

Erreur de résolution du problème direct e_1

Comme nous l’avons présenté précédemment, l’inversion des données expérimentales met généralement en œuvre des algorithmes itératifs qui font appel de façon répétitive au module de résolution du problème direct correspondant. Or, quelle que soit la méthode utilisée pour la résolution du problème direct (méthode des différences finies, des éléments finis en numériques ...) la solution calculée sera différente de la solution exacte. L’utilisation de cette solution (approchée) du modèle direct pour l’inversion induit donc une contribution e_1 à l’erreur d’estimation : cette composante de l’erreur est appelée **erreur de résolution du problème direct**. En pratique, une comparaison avec un cas test, résolu par une technique analytique dans un cas simple, permet de caler une solution obtenue numériquement. Ce qui permet de chiffrer l’ordre de grandeur de l’erreur réalisée lors de l’inversion. Dans le cas qui nous intéresse, la solution du modèle direct est une solution semi-analytique. En effet,

TAB. III.2 – Propriétés physiques utilisées

	NiO	Ni
λ (W.m ⁻¹ K ⁻¹)	500	90
C_P (J.K ⁻¹ kg ⁻¹)	753	440

seules les inversions de Laplace des impédances $Z^A(P)$, $Z^B(P)$ et $Z^C(P)$ (Eq.III.31) sont réalisées numériquement. L'inversion numérique a été testée sur un cas simple où les pertes par convection pouvaient être négligées et où une solution analytique de l'inversion de Laplace était possible. L'erreur de résolution du problème direct s'avère extrêmement faible voire inexistante.

Erreur d'hypothèse e_2

La deuxième composante de l'erreur d'estimation, e_2 , se rapporte aux hypothèses qui ont été faites pour la résolution du problème direct (uniformité du champ de température initial, invariabilité des propriétés thermophysiques avec la température, ...) et qui peuvent ne pas être vérifiées dans les conditions de l'expérience qui a été effectivement réalisée. Cette composante de l'erreur est appelée **erreur d'hypothèse**. Elle inclut également le manque de connaissances précises que l'on peut avoir sur la physique du phénomène étudié, notamment en cas de couplage de plusieurs effets (changement de phase et conduction par exemple).

L'échantillon de Nickel est chauffé à 600 °C. A de telles températures, une couche d'oxyde se forme. L'étude du diagramme de phase binaire (Fig.III.41) montre que seul l'oxyde de Nickel (NiO) peut se former. La vitesse de refroidissement est modérée et est d'environ 50 °C.s⁻¹. A cette vitesse, l'état du Nickel est métastable et tous les oxydes de Nickel sont susceptibles de se former lors de la phase de refroidissement. Cependant, au vu des vitesses de diffusion de l'Oxygène dans le Nickel¹⁶, on peut supposer que seul l'oxyde de Nickel (NiO) est présent dans notre échantillon. La vue microscopique de l'échantillon, présentée Fig.III.42, montre aussi que l'épaisseur d'oxyde formée est d'environ 3 μm .

Les propriétés thermophysiques de l'oxyde de Nickel diffèrent de celles du Nickel pur (Tab.III.2). Le fait de considérer un modèle mono-couche de Nickel est donc une source d'erreur d'hypothèse. Afin d'évaluer l'effet du modèle mono-couche sur le flux, nous avons réalisé l'inversion avec un modèle bi-couche (Ni-NiO). Le principe de réalisation de ce modèle bi-couche est de considérer un échantillon équivalent mono-couche de conductivité thermique λ_e et de capacité calorifique massique C_{pe} . Afin

¹⁶La distance maximale de diffusion (D_{NiO}) est estimée de la manière suivante [44] : $D_{NiO} = 6,2 \cdot 10^{-4} \exp\left(\frac{-240}{RT}\right)$. Cette distance maximale de pénétration de l'Oxygène est bien supérieure à l'épaisseur d'oxyde réellement formée (Fig.III.42), ceci témoigne en faveur d'une vitesse de diffusion faible.

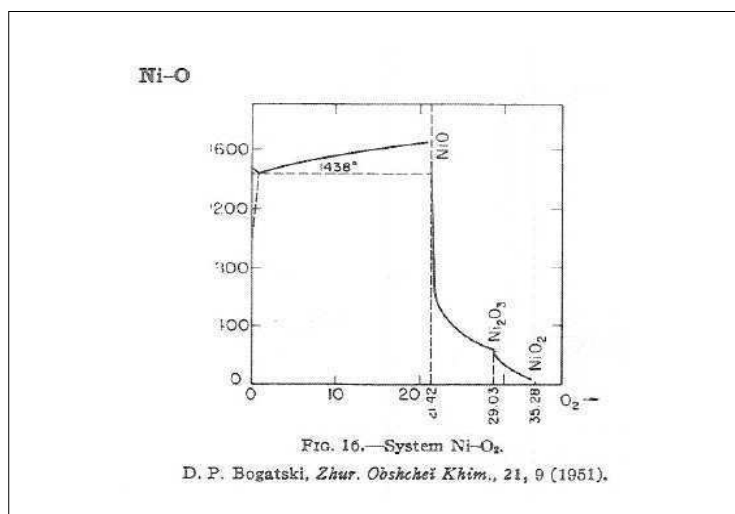


FIG. III.41 – Diagramme binaire de phase Oxygène Nickel [3].

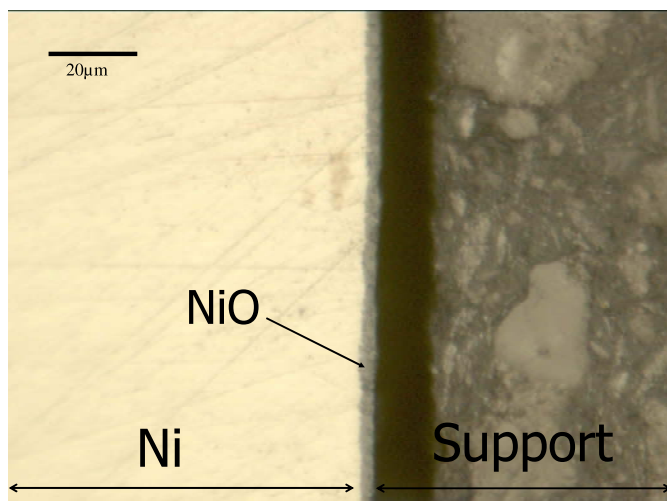


FIG. III.42 – Vue microscopique de l'échantillon et de sa couche d'oxyde, réalisée par microscope optique à lumière polarisée.

d'être représentatif, l'échantillon équivalent doit avoir la même résistance thermique que la somme des résistances thermiques des deux couches considérées, pour avoir le même comportement en régime permanent :

$$R_{th} = \frac{e_{Ni} + e_{NiO}}{\lambda_e} = \frac{e_{Ni}}{\lambda_{Ni}} + \frac{e_{NiO}}{\lambda_{NiO}} \quad (\text{III.104})$$

On déduit ainsi, de l'équation (III.104), la conductivité thermique de l'échantillon équivalent. Cette échantillon équivalent doit aussi avoir le même comportement énergétique à l'équilibre et en transitoire (même $m_{Ni}C_p$) :

$$(\rho C_p)_e (e_{Ni} + e_{NiO}) = (\rho C_p)_{Ni} e_{Ni} + (\rho C_p)_{NiO} e_{NiO} \quad (\text{III.105})$$

La connaissance de la conductivité thermique et du produit ρC_p de l'échantillon équivalent, nous permet d'évaluer sa diffusivité thermique ($a_e = \frac{\lambda_e}{(\rho C_p)_e}$), donnée d'entrée de notre modèle.

La figure (III.43) présente le résultat de l'inversion dans le cas d'une goutte de $250 \mu\text{m}$. L'erreur commise ici est très faible ($e_2 = 0.54\%$).

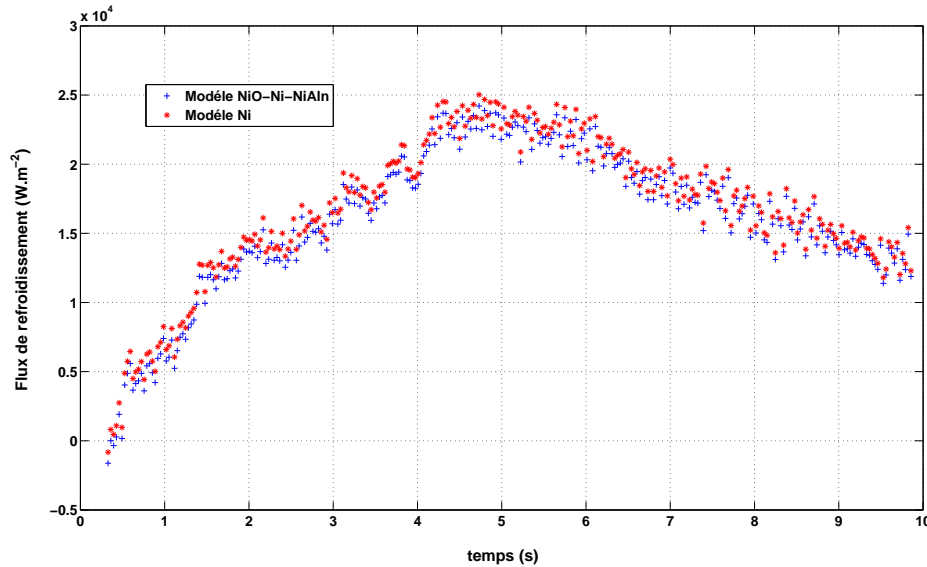


FIG. III.43 – Estimation du flux de refroidissement en prenant compte d'une épaisseur d'oxyde.

Erreur due au bruit e_3

La composante e_3 , appelée **erreur due au bruit**, provient du dispositif de mesure du signal produit par les capteurs, dispositif qui génère un bruit. L'utilisation de techniques de régularisation (moindres

carrés ordinaires, Gauss-Markov) minimise considérablement l'erreur due au bruit. Un outil extrêmement puissant, pour quantifier cette erreur, est l'étude des coefficients de sensibilité présentée par Beck et Arnold [4]. On peut montrer que la matrice des covariances du vecteur estimé a pour coefficients diagonaux les carrés des écarts types des composantes de l'erreur d'estimation due au bruit et, pour coefficients non diagonaux, les covariances de la même composante de l'erreur d'estimation. L'écart type de l'erreur est d'environ 100 W.m^{-2} pour un flux de 2.10^4 W.m^{-2} . Il est ici difficile de remonter et d'estimer l'erreur à partir de son écart type. On peut seulement en supposer une valeur faible.

Erreur de métrologie thermique e_4

La quatrième composante provient de la conversion du signal en grandeur de même dimension physique que le champ solution du problème direct. Elle est liée à toutes les erreurs de métrologie thermique (non linéarité de la réponse du capteur, fréquence de travail du capteur et de la chaîne de mesure ...).

Dans notre cas, l'étalonnage étant un problème inverse à part entière, l'erreur e_4 peut aussi se décomposer comme étant la somme des mêmes erreurs potentielles :

$$e_4 = e'_1 + e'_2 + e'_3 + e'_4 + e'_5 \quad (\text{III.106})$$

Le modèle direct étant résolu de façon complètement analytique, l'erreur de calcul directe est nulle : $e'_1 = 0$. De plus, on peut considérer que le choix des modèles (Loi de Planck et loi du CN) ne peut pas être contesté et donc que l'erreur de modèle (e'_2) est nulle. De plus, les grandeurs intervenant dans ces lois sont supposées parfaitement connues. L'erreur e'_5 peut donc être raisonnablement supposée nulle. L'erreur due au bruit (e'_3) est directement évaluée par la matrice des covariances du vecteur estimé. Comme évoqué précédemment, il est ici difficile de remonter et d'estimer l'erreur à partir de son écart type. On peut seulement supposer une valeur faible de l'erreur due au bruit. L'erreur de métrologie thermique (e'_4) est une donnée intrinsèque de notre caméra infra-rouge. L'écart type de l'erreur est de $0.3 \text{ }^\circ\text{C}$. De la même manière, on ne peut que raisonnablement supposer une valeur faible de l'erreur due à la métrologie thermique.

Erreur due aux paramètres connus e_5

Cette composante est constituée des erreurs réalisées sur les paramètres connus comme les propriétés physiques de l'échantillon, les dimensions de l'échantillon ... Dans notre cas, les paramètres sources d'erreur sont :

- l'épaisseur de l'échantillon : e_{Ni}

-
- le rayon de l'échantillon : R_{Ni}
 - la diffusivité du Nickel : a_{Ni}
 - la conductivité thermique : λ_{Ni}
 - les coefficients de convection en face avant et arrière : h_{AR} et h_{AV}
 - l'émissivité totale : ϵ_{Ni}

Afin d'évaluer l'erreur sur le flux engendré par l'incertitude sur ces 6 grandeurs, la méthode est d'évaluer dans un premier temps les erreurs sur ces 6 grandeurs et ensuite d'évaluer les effets de ces erreurs sur le flux, en prenant comme référence un cas test donné. L'effet sur le flux de ces 6 grandeurs est faible.

Bien que difficilement quantifiable, l'étude des incertitudes de mesures, propre à l'utilisation de méthodes inverses, a permis de mettre en relief les postes source d'erreur. L'ensemble des choix expérimentaux (dimensionnement de l'installation expérimentale, choix des modèles utilisés...) ont pour principale justification, la minimisation de ces postes d'erreur.

Nomenclature du chapitre

a	Diffusivité thermique	$[m^2.s^{-1}]$
\vec{a}	Vecteur potentiel magnétique	$[/]$
A, B, C, C_1 , C_2	Constante	$[/]$
C_{pl}	Chaleur spécifique	$[J.kg.K^{-1}]$
D	Diamètre	$[m]$
D_m	Rapport de diamètre : $D_m = \frac{D_{max}}{D_g}$	$[/]$
DL	Flux de photon par pixel	$[/]$
e_{Ni}	Épaisseur de l'échantillon de Nickel	$[m]$
f_{inj}	Fréquence d'injection des gouttes	$[Hz]$
g	Accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
H	Fonction d'Heaviside	$[/]$
J_i	Fonction de Bessel du i éme ordre	$[/]$
K_{cond}	Conductance thermique	$[W.K^{-1}]$
L	Luminance	$[W.m^{-3}.sr^{-1}]$
L_v	Chaleur latente de vaporisation	$[J.kg^{-1}]$
nr	Nombre de pas de rayon	$[/]$
nt	Nombre de pas de temps	$[/]$
N	Nombre d'harmonique (estimation du flux)	$[/]$
Nh	Nombre d'harmonique (estimation des transformées de Hankel)	$[/]$
Pr	Nombre de Prandlt	$[/]$
p	Variable de Laplace	$[/]$
q	Densité de flux	$[W.m^{-2}]$
Q	Énergie	$[J]$
r	Rapport de température : $r = \frac{T_p}{T_\infty}$	$[/]$
r_q	Résidu quadratique moyen	$[^\circ C]$
Ra	Nombre de Rayleigh	$[/]$
Rc	Résistance de contact	$[K.W^{-1}]$
R	Rayon	$[m]$
S_g	Surface de la goutte	$[m^2]$
S	Matrice de sensibilité	$[/]$
T	Température moyennée angulairement	$[^\circ C]$
T'	Température	$[^\circ C]$
T_m	Température moyenne	$[^\circ C]$

t	Variable de temps	[s]
t_s	Temps de séjour de la goutte sur la paroi	[s]
t_D	Temps de diffusion 1D de la chaleur	[s]
V	Vitesse des gouttes	[$m.s^{-1}$]
X	Matrice de sensibilité	[/]
Z	Impédance thermique	[/]
LETTRES GRECQUES		
α_n	Valeur propre de l'équation de la chaleur dans l'espace de Hankel	[/]
β	Vecteur paramètres	[/]
δ	Fonction de Dirac	[/]
ϵ	Émissivité pour la longueur d'onde de la caméra IR	[/]
ϵ_{Ni}	Émissivité totale de l'échantillon	[/]
η	Taux d'évaporation	[/]
θ	Différence de température : $\theta = T - T_{init}$	[°C]
λ	Conductivité thermique	[$W.m^{-1}.K^{-1}$]
μ_0	Perméabilité magnétique du vide	[$m.kg.s^{-2}.A^{-2}$]
μ_e	Perméabilité magnétique de l'échantillon	[$m.kg.s^{-2}.A^{-2}$]
μ	Coefficient d'ajustement (Méthode de Levenberg-Marquardt)	[/]
ν	Viscosité cinématique	[$m^2.s^{-1}$]
ρ	Masse volumique	[$kg.m^{-3}$]
σ	Écart type du bruit de mesure	[/]
Ω	Matrice identité	[/]
ϕ	Flux de pertes conductives	[W]
INDICES		
ail	Ailette	
b	Boîtier caméra	
$cond$	Conduction	
$conv$	Convection	
eq	Équivalent (radiatif et convectif)	
exp	Experimental	
ext	Extérieur	
f	Fluide	
$init$	Initial	
int	Intérieur	
mod	Modèle	
n	Normal à la paroi	
Ni	Nickel	
p	Paroi	

<i>rad</i>	Radiatif
<i>stum</i>	Stumatite
<i>st</i>	Scène thermique
<i>tot</i>	Total
<i>vu</i>	Vu
∞	Environnement

EXPOSANTS

<i>AV</i>	Face avant
<i>AR</i>	Face arrière
<i>T</i>	Transposé
0	Relatif au corps noir
\bar{g}	Transformée de Laplace d'une fonction g
\tilde{g}	Transformée de Hankel d'une fonction g
.	séparateur décimal

Quatrième Partie

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Sommaire

IV.1 Observation des régimes d'impact	92
IV.2 Diamètre d'étalement	95
IV.3 Flux échangé gouttes/paroi	97
IV.4 Conclusion	101

L'ensemble des techniques expérimentales développées au cours de ce travail de thèse a permis l'étude de l'influence des caractéristiques dynamiques des gouttes sur deux paramètres, présentés comme primordiaux :

- le diamètre d'étalement (D),
- le flux échangé entre la goutte et la paroi (q_g).

Les grandeurs caractéristiques étudiées sont le diamètre et la vitesse initiale des gouttes impactantes et leurs angles d'impact. L'influence du matériau de l'échantillon et de sa température sont également étudiés. Ainsi, l'ensemble des essais expérimentaux réalisés est résumé dans le tableau IV.1. L'effet des propriétés du liquide sur l'étalement de la goutte est aussi évalué. Le tableau IV.2 présente les différents liquides étudiés ainsi que leurs propriétés physiques à 20°C (température des gouttes).

L'objet de ce chapitre est de présenter l'ensemble des résultats expérimentaux. En premier lieu, les mesures de diamètre d'étalement sont exposées, suivies de celles sur le flux échangé goutte/paroi.

RESULTATS EXPERIMENTAUX

Caractéristiques	Liquide	D_g	V	θ	Paroi	T_P
Mesure du flux	Eau	100-300 μm	1-10 m.s^{-1}	0-90°	Ni	300-600°C
Mesure du diamètre d'étalement	Eau/Decane/ Isopropanol/ Ethanol/Heptane/ Acétone/Hexanol/	100-300 μm	1-10 m.s^{-1}	0-90°	Ni	constante $T_p > T_{Leid}$

TAB. IV.1 – Matrice d'essais

Liquide	ρ kg.m^{-3}	μ $\times 10^3 \text{ Pa.s}^{-1}$	σ N.m^{-1}
Heptane	679	0.386	0.0237
Decane	723	0.92	0.019
Eau	990	0.99	0.07
Isopropanol	786	2.37	0.0217
Ethanol	777	1.2	0.0207
Acétone	782	0.32	0.03
Hexanol	814	4.4	0.0258

TAB. IV.2 – Propriétés physiques des liquides utilisés

IV.1 Observation des régimes d'impact

La figure IV.1 illustre un exemple d'image obtenue par caméra rapide. Les gouttes d'éthanol impactent la paroi, chauffée à $T_p = 300^\circ\text{C}$, avec un diamètre D_g de 150 μm et une vitesse normale faible V_n de l'ordre de 0.05 m.s^{-1} . La fréquence d'injection des gouttes est de 10 kHz. La dynamique de l'impact et les différentes étapes de l'impact sont clairement visibles sur cette figure : étalement de la goutte jusqu'à un diamètre maximum, puis contraction de celle-ci due aux forces de tension superficielle et enfin la goutte quitte la plaque avec une forme sphérique. La figure IV.2 présente l'impact d'une goutte de Décane de $D_g = 50 \mu\text{m}$ et $V_n = 1 \text{ m.s}^{-1}$ impactant une paroi à 600°C. Cette figure illustre l'exemple d'un rebond instable où la déformation de la goutte est plus importante. La goutte met ainsi plus de temps à redevenir sphérique.

La figure IV.3 présente un exemple de coalescence. Après impact, on observe deux gouttes liées par un ligament fluide qui finalement se regroupent pour reformer une goutte sphérique. Ce ligament fluide est plus ou moins long en fonction des paramètres d'impact (figures IV.4 et IV.5). Lorsque ce ligament

atteint une taille critique les gouttes ne se regroupent pas formant deux jets réfléchis de tailles de gouttes différentes, l'un étant dévié de quelques degrés par rapport à l'autre (régime de satellite). Un exemple de satellite est exposé sur la figure IV.6.

On passe d'un régime à un autre en augmentant le nombre de Mundo¹ soit par augmentation des caractéristiques des gouttes incidentes (diamètre et vitesse des gouttes) soit par utilisation de liquide de propriétés physiques différentes (viscosité, masse volumique et tension superficielle).

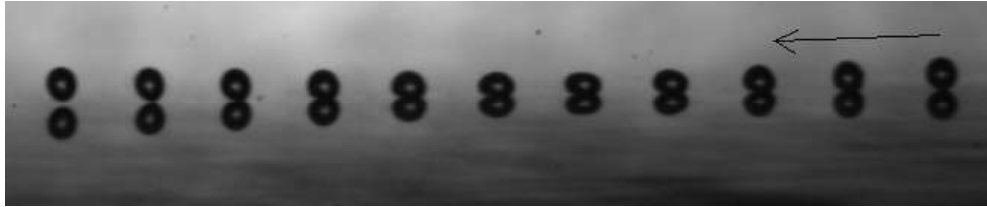


FIG. IV.1 – Déformation d'une goutte d'éthanol : $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V_n = 0.05 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$.

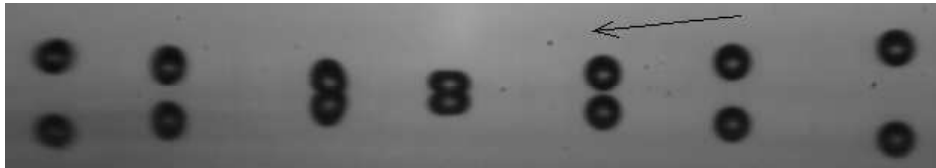


FIG. IV.2 – Déformation d'une goutte de décane : $D_g = 50 \mu\text{m}$, $V_n = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$.

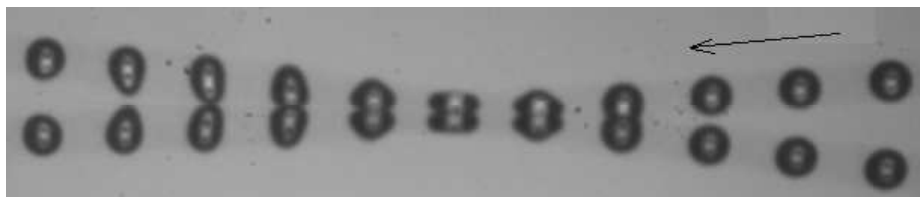


FIG. IV.3 – Déformation d'une goutte d'isopropanol : $D_g = 270 \mu\text{m}$, $V_n = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$.

¹Voir page 17

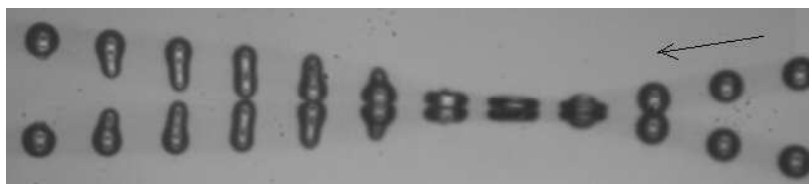


FIG. IV.4 – Déformation d'une goutte d'isopropanol : $D_g = 270 \mu\text{m}$, $V_n = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$.



FIG. IV.5 – Déformation d'une goutte d'eau : $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V_n = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 500^\circ\text{C}$.

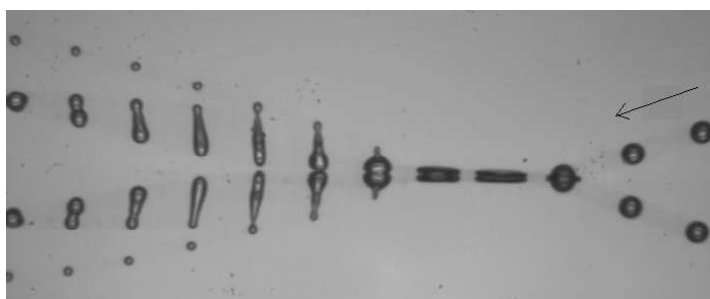


FIG. IV.6 – Déformation d'une goutte d'isopropanol : $D_g = 190 \mu\text{m}$, $V_n = 2.5 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10\text{kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$.

IV.2 Diamètre d'étalement

Le traitement numérique des images, permet d'évaluer l'évolution du diamètre d'étalement de la goutte et permet ainsi une étude plus précise de l'effet des paramètres clefs sur l'étalement de la goutte.

IV.2.1. Évolution temporelle

La figure IV.7 montre l'évolution du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau ($D_g = 150 \mu\text{m}$) lors de son impact pour une vitesse $V_n = 4.6 \text{ m.s}^{-1}$. L'étalement d'une goutte d'eau sur une paroi chaude en régime de Leidenfrost est directement gouverné par la conversion de son énergie cinétique incidente en énergie potentielle. En effet, la première partie de la courbe (pour $t < 60 \mu\text{s}$), montre que la goutte se déforme sous l'effet de l'énergie cinétique incidente augmentant son diamètre et sa surface en regard de la paroi. Pendant cette phase de compression, l'énergie cinétique de la goutte diminue donc au profit de son énergie de surface.

Pour $t > 60 \mu\text{s}$, l'énergie cinétique incidente n'est pas trop importante devant l'énergie potentielle (We faible) et la goutte retrouve sa forme sphérique et rebondit à $t = t_s \simeq 100 \mu\text{s}$.

L'absence de symétrie de l'évolution du diamètre d'étalement de la goutte s'explique par l'aspect irréversible de sa déformation. En effet, l'écoulement interne à la goutte, crée par sa déformation, est à l'origine d'une dissipation d'énergie par viscosité.

IV.2.2. Effet de la viscosité

La figure IV.8 montre l'étalement de la goutte pour trois fluides de viscosités différentes. La phase de compression de la goutte, pour $t < 0.3 t_s$, apparaît identique pour les trois fluides tant que la déformation est gouvernée par les forces inertielles de la goutte. En revanche, pendant la phase de « décompression » ($t > 0.3 t_s$), les gouttes d'acétone s'étalent 40 % plus que celle d'Isopropanol ou de Décane. De manière générale, un fluide s'étale d'autant plus que sa viscosité est faible. En conclusion, la dissipation visqueuse a un effet sur l'étalement de la goutte mais essentiellement pendant la phase de décompression.

IV.2.3. Effet du nombre de Weber

Les figures IV.9 et IV.10 montrent l'évolution du diamètre maximum d'étalement en fonction du nombre de Weber pour des gouttes d'eau et pour des gouttes de liquides différents. De manière générale, on montre que toutes variations ayant pour effet l'augmentation du nombre de Weber (augmentation de l'énergie cinétique incidente via celle du diamètre ou de la vitesse, ou diminution de la tension superficielle) entraîne une augmentation du diamètre maximum d'étalement. La valeur limite d'étalement

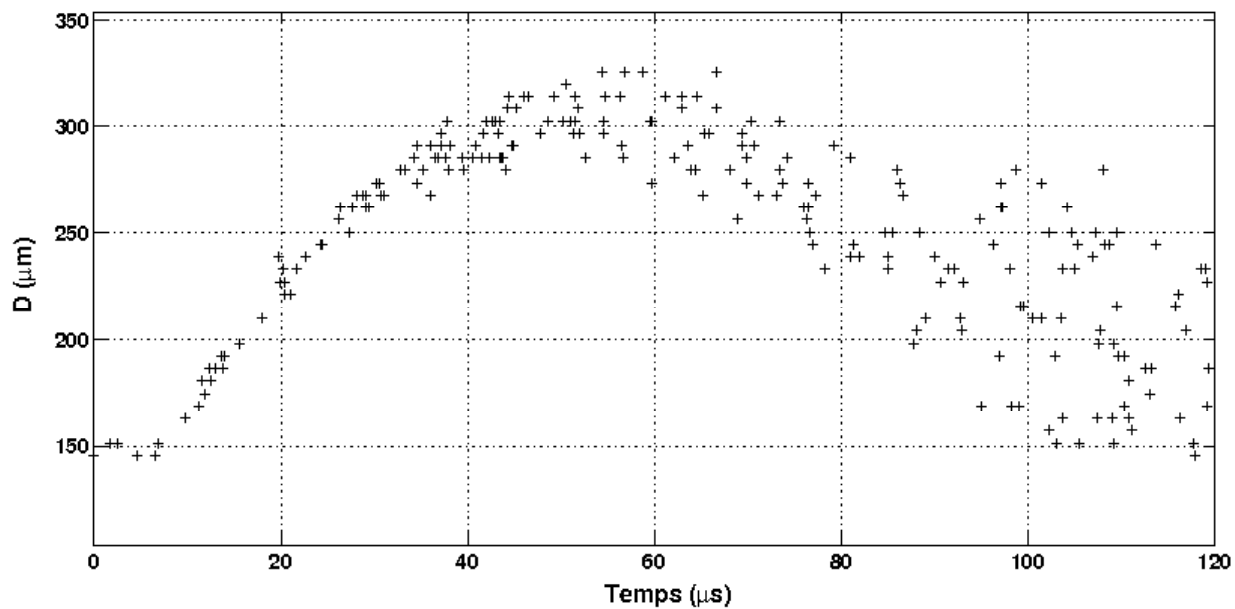


FIG. IV.7 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau : $D_g = 150 \mu\text{m}$, $V_n = 4.6 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$.

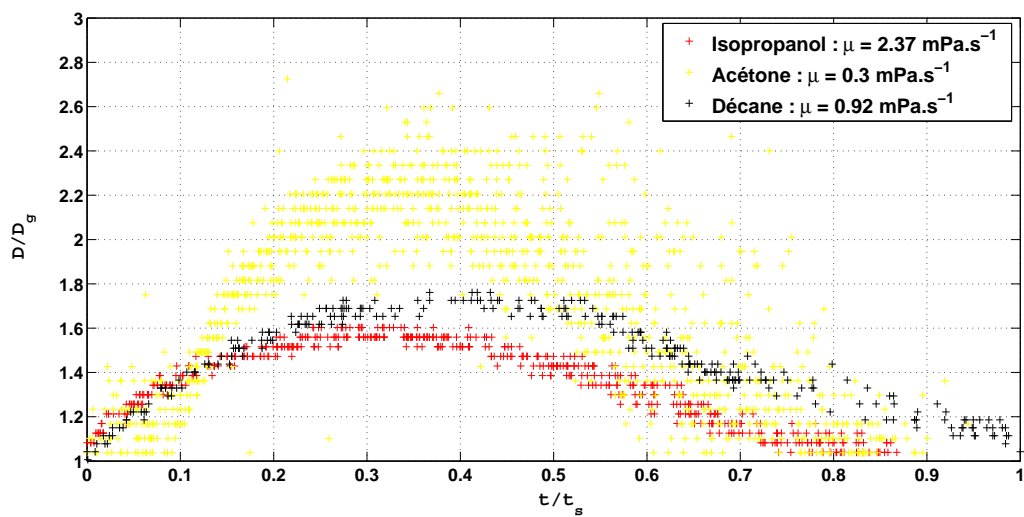


FIG. IV.8 – Effet de la viscosité sur le diamètre d'étalement ($We = 5$).

de la goutte correspond à la frontière entre les régimes de rebond et de désintégration, évoqué dans le premier chapitre de cette thèse ($K \simeq 380$).

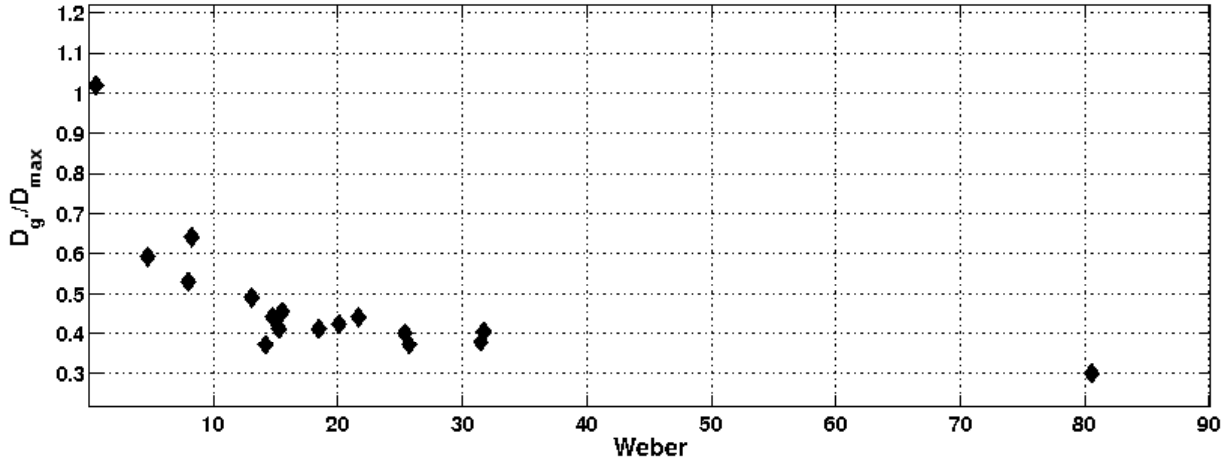


FIG. IV.9 – Rapport entre le diamètre initial et le diamètre d'étalement de la goutte en fonction du Weber pour de l'eau.

IV.3 Flux échangé gouttes/paroi

IV.3.1. Mise en évidence des régimes d'impact

La figure IV.13 présente un exemple de « courbe d'ébullition² » (en puissance moyenne sur la zone d'impact) correspondant à l'évolution de température présentée en figure IV.12. Ces courbes correspondent au refroidissement au centre de l'échantillon, au préalable chauffé à 600°C . Chauffage éteint, un train de gouttes, de diamètre $177\ \mu\text{m}$, impacte le centre de l'échantillon, à $V_n = 6.8\ \text{m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pour un temps $t < 18\ \text{s}$, la température de l'échantillon est supérieure à la température de Leidenfrost, $T_{Leid} = 350^{\circ}\text{C}$. Comme évoqué précédemment, un film de vapeur se crée entre les gouttes et l'échantillon (régime non mouillant). Ce film de vapeur a pour effet de limiter considérablement les échanges gouttes/échantillon ce qui se traduit par une valeur faible de la puissance échangée ($5\ \text{W}$). La vitesse de refroidissement est donc relativement faible (environ $25^{\circ}\text{C}\cdot\text{s}^{-1}$).

Pour un temps $t > 18\ \text{s}$, les gouttes se déposent sur l'échantillon (régime mouillant). Le temps entre deux gouttes successives est plus petit que le temps caractéristique d'évaporation, une accumulation

²Courbe flux-température de paroi, classiquement utilisée en ébullition

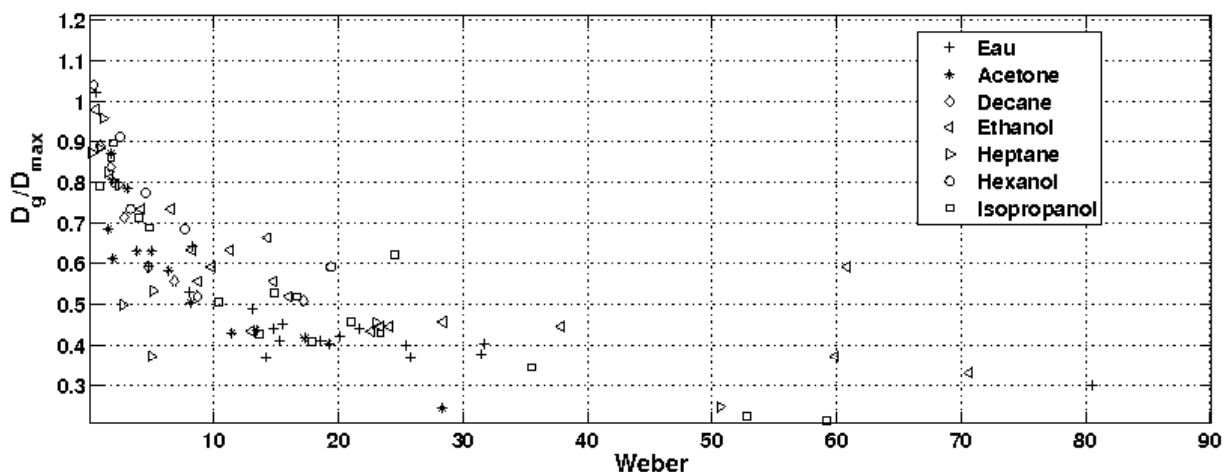


FIG. IV.10 – Rapport entre le diamètre initial et le diamètre d'étalement de la goutte en fonction du Weber pour plusieurs fluides.

de liquide sur la plaque est observée. Cette accumulation de liquide entraîne la création d'un film de liquide en contact avec la paroi. Ce film de liquide est à l'origine de l'accroissement brutal de la puissance échangée de $5 W$ à $20 W$. La vitesse de refroidissement est ainsi nettement augmentée (environ $50^\circ C.s^{-1}$). La figure IV.11 présente les thermogrammes expérimentaux correspondant à l'impact décrit ci-dessus. l'accumulation de liquide dans la direction de l'impact du jet est clairement visible.

IV.3.2. Effet des propriétés dynamiques des gouttes incidentes sur la température de Leidenfrost

Les expériences réalisées se révèlent, ainsi, être un excellent moyen d'observer, outre la puissance échangée gouttes/échantillon, la température de Leidenfrost. La figure IV.14 présente l'évolution de la température de Leidenfrost avec la vitesse normale des gouttes incidentes ($V_n = [1 \text{ à } 7 \text{ m.s}^{-1}]$) pour deux diamètres de gouttes ($D_g = 250$ et $165 \mu\text{m}$). L'augmentation du diamètre ou de la vitesse normale des gouttes entraîne une augmentation de la température nécessaire à l'observation du phénomène de Leidenfrost. Ces observations peuvent s'expliquer par l'accroissement de l'énergie cinétique incidente concomitant à la variation des propriétés dynamiques des gouttes incidentes (diamètre et vitesse normale). En effet, l'épaisseur de vapeur, entre la goutte et la paroi isolant thermiquement la goutte, est directement corrélée à l'énergie cinétique des gouttes incidentes. L'augmentation de l'énergie cinétique incidente a pour effet de diminuer l'épaisseur de vapeur. Ainsi, la goutte mouille la paroi à des températures de paroi plus élevées. La température de Leidenfrost varie donc de manière similaire à l'énergie cinétique normale des gouttes incidentes.

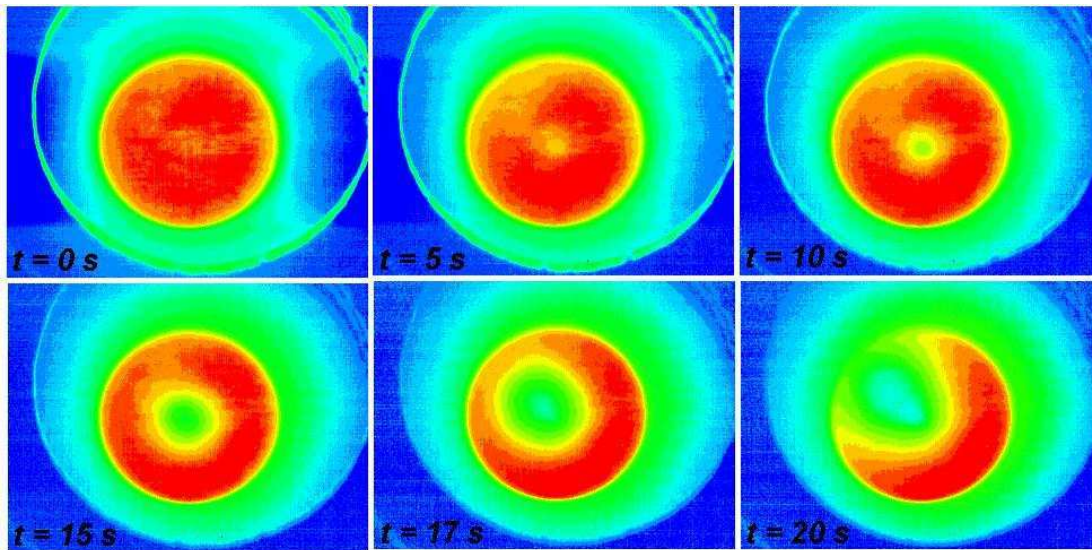


FIG. IV.11 – Thermogramme mesuré par caméra IR ($D_g = 177 \mu\text{m}$, $V_n = 6.8 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$).

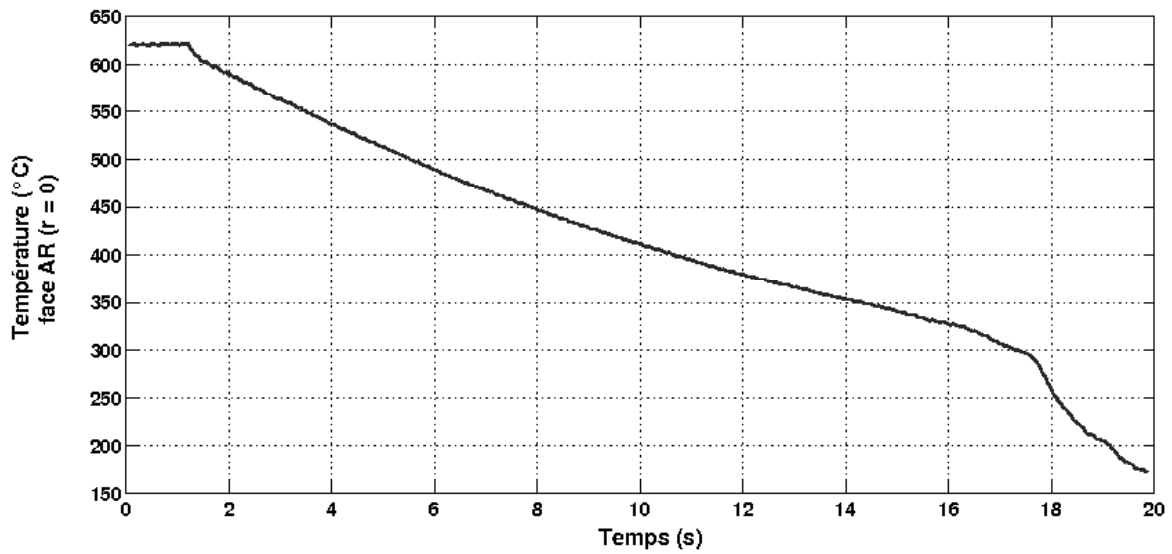


FIG. IV.12 – Évolution temporelle de la température au centre de l'échantillon ($D_g = 177 \mu\text{m}$, $V_n = 6.8 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$).

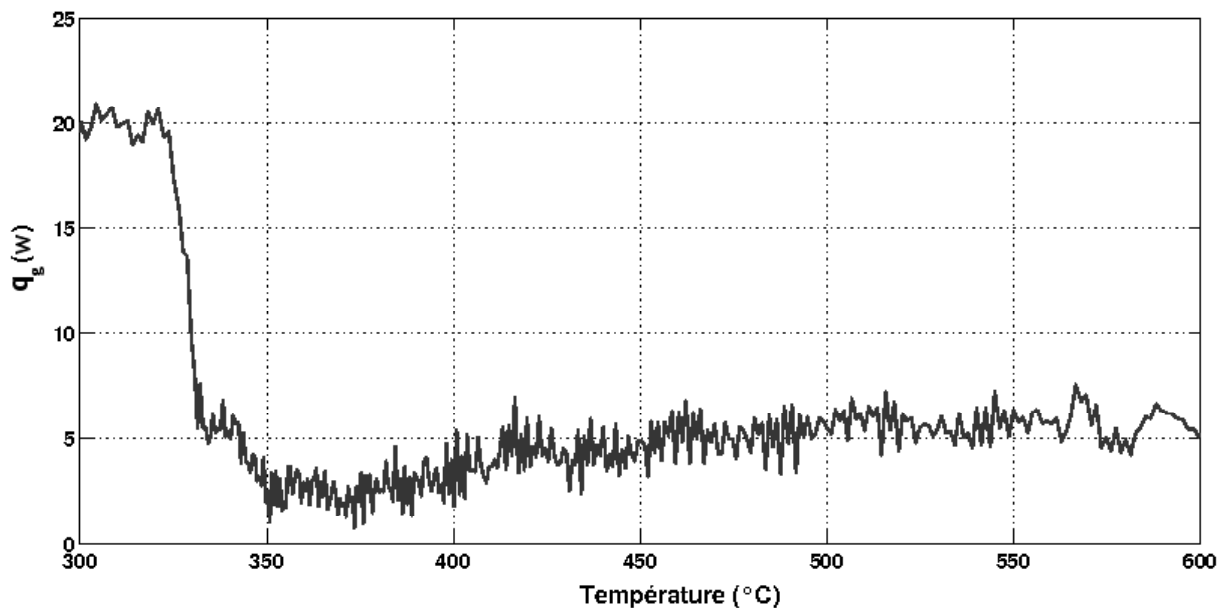


FIG. IV.13 – Évolution de l'énergie extraite à la paroi, en fonction de la température de paroi, du fait de l'impact d'un train de gouttes d'eau avec $D_g = 177 \mu\text{m}$, $V_n = 6.8 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$.

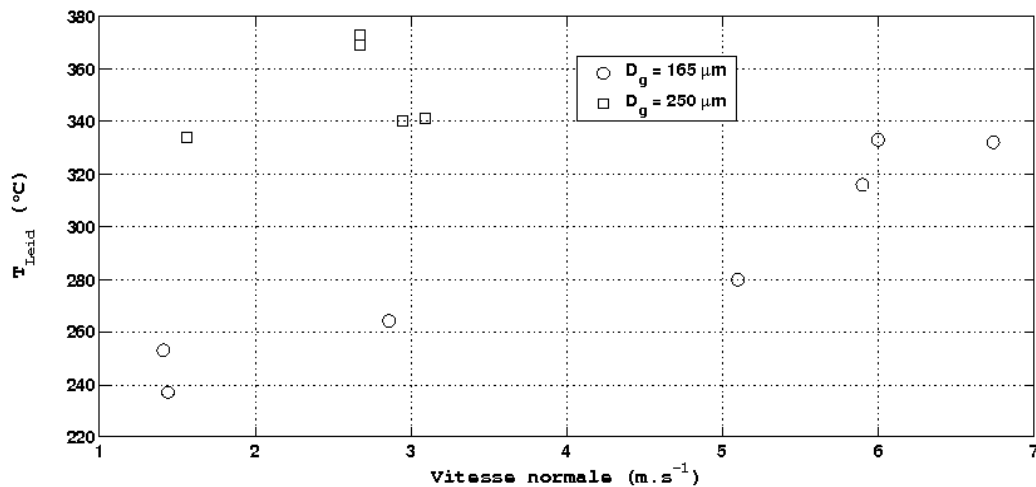


FIG. IV.14 – Température de Leidenfrost en fonction de la vitesse normale des gouttes d'eau incidentes.

IV.3.3. Effet des propriétés dynamiques des gouttes incidentes

L'ensemble des résultats expérimentaux présentés jusqu'à présent concerne l'impact d'un train de gouttes mono-dispersées. Il est possible d'estimer l'énergie échangée par une seule goutte. En effet, à hautes fréquences d'injection ($f_{inj} > 10$ kHz), il a été montré que le temps entre l'impact de deux gouttes successives est plus petit que le temps caractéristique de diffusion de la chaleur dans l'échantillon. Ainsi, le temps entre deux mesures successives ($\frac{1}{f_{acq}}$, avec f_{acq} la fréquence d'acquisition de la caméra infrarouge) étant plus petit que le temps de diffusion, alors les N_g gouttes impactantes, pendant $t = \frac{1}{f_{acq}}$ s, extraient la même quantité d'énergie (Q_g). Ainsi, on peut écrire l'énergie extraite par l'impact d'une seule goutte de la manière suivante :

$$Q_g(T_p) = \frac{q_g}{N_g f_{acq}} \quad \text{avec} \quad N_g = \frac{f_{inj}}{f_{acq}} \quad (\text{IV.1})$$

La figure IV.15 montre l'évolution de l'énergie extraite par l'impact d'une seule goutte en fonction du diamètre ($D_g = [130 \text{ à } 300 \mu\text{m}]$) pour deux vitesses normales de gouttes impactantes ($V_n = 1.5$ et 2.5 m.s^{-1}) et pour une température de paroi donnée ($T_p = 500^\circ\text{C}$). L'augmentation du diamètre et de la vitesse normale des gouttes entraîne une augmentation de l'énergie extraite. La dépendance de cette énergie avec la vitesse normale des gouttes est aussi présentée sur la figure IV.15. Cette figure présente l'évolution de l'énergie extraite par l'impact d'une goutte d'eau en fonction de la vitesse ($V_n = [1 \text{ à } 7 \text{ m.s}^{-1}]$) pour un diamètre de goutte ($D_g = 165 \mu\text{m}$) et une température de paroi donnée ($T_p = 500^\circ\text{C}$).

L'étude bibliographique a montré que l'énergie échangée entre une goutte et une paroi chaude dépend fortement du temps de séjour de la goutte sur la paroi et du diamètre d'étalement de la goutte sur cette paroi. Il a été aussi décrit qu'une augmentation de l'énergie cinétique incidente cause un temps de séjour plus long et un diamètre d'étalement plus important. L'augmentation de la surface et du temps d'échange est à l'origine de l'accroissement de l'énergie échangée.

IV.4 Conclusion

L'installation expérimentale a permis l'étude de l'influence des caractéristiques dynamiques des gouttes sur les deux grandeurs suivantes :

- le diamètre d'étalement de la goutte : De manière générale, il a été montré que toutes grandeurs ayant pour effet l'augmentation du nombre de Weber (augmentation de l'énergie cinétique incidente ou diminution de la tension superficielle) entraîne une augmentation du diamètre maximum d'étalement. Il a aussi été montré que la phase de compression de la goutte est entièrement gouverné par l'inertie de la goutte. L'influence de la viscosité, *i.e.* de la dissipation visqueuse, intervient principalement pendant la phase de décompression. Cependant, de manière générale, un fluide s'étale d'autant plus

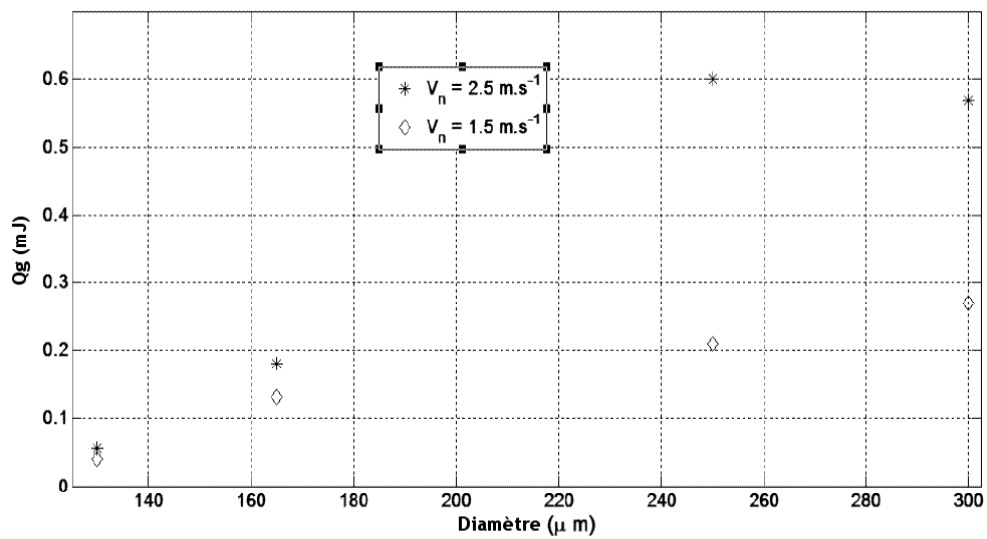


FIG. IV.15 – Effet du diamètre des gouttes d'eau sur l'échange goutte/paroi pour $T_p = 500^\circ\text{C}$.

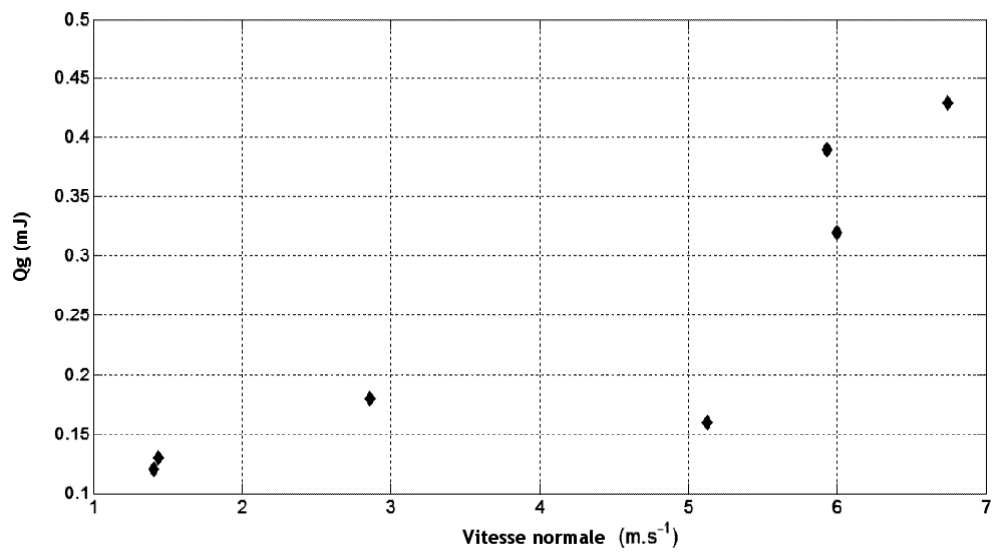


FIG. IV.16 – Effet de la vitesse normale des gouttes d'eau sur l'échange goutte/paroi pour $T_p = 500^\circ\text{C}$ et $D_g = 165 \mu\text{m}$.

que sa viscosité est faible.

- le flux échangé entre la goutte et la paroi : les paramètres dynamiques des gouttes incidentes ont un effet sur la température de Leidenfrost et sur l'énergie échangée goutte/paroi : Toutes variations de grandeurs ayant pour effet l'augmentation de l'énergie cinétique incidente des gouttes entraînent une augmentation de la température de Leidenfrost et une augmentation de l'énergie échangée.

Une base de donnée a aussi été réalisée pour permettre de valider la modélisation du diamètre d'étalement et de l'énergie échangée goutte/paroi proposée dans le chapitre suivant.

Nomenclature du chapitre

D	Diamètre d'étalement	[m]
D_g	Diamètre de la goutte	[m]
C_p	Chaleur spécifique	[$J.kg.K^{-1}$]
f_{acq}	Fréquence d'acquisition de la caméra IR	[Hertz]
f_{inj}	Fréquence d'injection des gouttes	[Hertz]
K	Nombre de Mundo	[/]
N	Nombre de gouttes impactantes	[/]
Q_g	Énergie échangée goutte/paroi	[J]
q_g	Densité de flux échangée goutte/paroi	[$W.m^{-2}$]
T_p	Température de la paroi	[°C]
t	Variable de temps	[s]
V	Vitesse des gouttes	[$m.s^{-1}$]
V_n	Vitesse normale des gouttes	[$m.s^{-1}$]
θ	angle d'incidence des gouttes	[°]
.	séparateur décimal	

Cinquième Partie

MODÉLISATION DES ÉCHANGES

GOUTTES/PAROI EN RÉGIME DE REBOND

Sommaire

V.1 Modélisation de l'énergie prélevée par l'impact d'une goutte	106
V.2 Généralisation du modèle pour l'application industrielle	135

L'objectif de ce travail de thèse est d'étudier le refroidissement des crayons ballonnés, pendant la phase de renoyage d'un APRP à partir de simulation réalisée à l'échelle de la CFD. Rappelons que le refroidissement des crayons est, au début du renoyage, uniquement assuré par un écoulement diphasique vapeur chargée en gouttes d'eau. Actuellement, seuls les transferts de chaleur par convection entre la vapeur et les parois sont pris en compte par les simulations. L'objectif de l'étude est donc de proposer une modélisation adéquate permettant de considérer l'effet des échanges gouttes/paroi lors de la réalisation des simulations.

L'approche choisie est de considérer, dans un premier temps, l'échange entre une seule goutte et la paroi. Le modèle d'échange goutte/paroi proposé est basé sur une étude locale des phénomènes mis en jeu lors de l'impact d'une goutte : étalement de la goutte jusqu'à son diamètre maximum et formation d'un écoulement vapeur sous la goutte par évaporation de sa base. L'ensemble des résultats expérimentaux, présenté au paragraphe précédent, permet une validation expérimentale de ce modèle.

Ce modèle d'échange entre une goutte isolée et la paroi est par la suite étendu à une population de gouttes impactant des géométries particulières. Un changement d'échelle est donc nécessaire ainsi qu'une adaptation du modèle au formalisme du code de CFD utilisé : NEPTUNE_CFD. Le projet NEPTUNE, lancé en 2001, est le volet thermohydraulique du programme de co-développement entre EDF,

CEA, AREVA NP et IRSN d'une nouvelle génération d'outils de simulation des réacteurs nucléaires. NEPTUNE a pour objectif principal de mettre au point, pour la thermohydraulique diphasique, une plate-forme couvrant l'ensemble des échelles de simulation permettant à la fois la réalisation d'études industrielles et exploratoires. Au sein de cette plate-forme, NEPTUNE_CFD utilise, à l'échelle de la CFD, une approche de type RANS¹. La formulation moyennée des équations implique un important travail de modélisation des phénomènes physiques observés aux échelles non résolues.

Ainsi, l'implémentation du modèle dans le code permet la réalisation de simulation assurant une étude plus précise du refroidissement des crayons en situation accidentelle.

L'objectif de ce chapitre est de présenter l'ensemble des étapes menant à la réalisation des simulations :

- modélisation mécaniste de l'énergie prélevée par l'impact d'une goutte isolée,
- généralisation du modèle à une approche RANS,
- adaptation du modèle au formalisme du code,
- simulation du refroidissement des crayons.

V.1 Modélisation de l'énergie prélevée par l'impact d'une goutte

Le régime de Leidenfrost est caractérisé par la formation d'un film de vapeur entre la goutte et la paroi. Ce film de vapeur est directement créé par l'évaporation de la goutte au niveau de sa base. La surpression dans le film de vapeur, due à la compétition entre les forces d'inertie (induites par l'accélération) et l'évaporation de la goutte, et le poids de la goutte incidente, entraînent un écoulement au niveau du film de vapeur. Ainsi, le flux (Φ en $[W.m^{-2}]$) enlevé à la paroi à $T = T_p$ par l'impact d'une goutte peut être modélisé par un flux convectif (Φ_{conv}) entre un écoulement vapeur d'épaisseur de vapeur δ_{v1} ($\delta_{v1} < \delta_v$), à une température moyenne débitante \bar{T}_v , et la paroi, voir figure V.1 :

$$\Phi_{conv} = \frac{Nu\lambda_v}{\delta_{v,1}} (T_p - \bar{T}_v) \quad (V.1)$$

On pose arbitrairement $\delta_{v1} = \frac{\delta_v}{2}$ car c'est à cette élévation qu'est considérée la température débitante vapeur moyenne (*cf.* V.1.2.), voir figure V.1. Ainsi, le flux convectif s'écrit :

$$\Phi_{conv} = \frac{2Nu\lambda_v}{\delta_v} (T_p - \bar{T}_v) \quad (V.2)$$

Considérons le flux radiatif entre la paroi et le système composé de l'épaisseur de vapeur surmontée de la goutte. La transmittance de la vapeur est directement liée à l'épaisseur du milieu considéré. Ce

¹Reynolds Averaged Navier-Stokes, approche moyennée en espace et en temps de toutes les grandeurs physiques de l'écoulement.

milieu se comporte comme un milieu transparent d'un point de vue radiatif lorsque l'épaisseur est faible (< 1 mm). Sa transmittance avoisine 1 quelque soit la longueur d'onde. Nous montrerons par la suite que l'ordre de grandeur de l'épaisseur de vapeur est d'environ $10 \mu\text{m}$. De plus, le coefficient d'absorption d'une goutte de diamètre compris entre 100 et $300 \mu\text{m}$ est, suivant la théorie de Mie, de 10^{-7} m^{-1} pour des longueurs d'onde de $4 \mu\text{m}$ ($T_p < 500^\circ\text{C}$). Ainsi, la présence d'une goutte et de la couche de vapeur n'affecte en rien les pertes radiatives de la paroi. En conclusion, aucun flux radiatif entre la paroi et la goutte n'est considéré dans la modélisation proposée.

Ainsi, l'énergie (Q_g en [J]) enlevée à la paroi sous l'effet de l'impact d'une goutte, est directement :

$$Q_g = \int_0^{t_s} 2\text{Nu}\lambda_v (T_p - \bar{T}_v) \pi \frac{R^2(t)}{\delta_v(t)} dt \quad (\text{V.3})$$

Le nombre de Nusselt correspond à un cas de convection forcée pour un écoulement confiné, laminaire et établi entre une paroi chauffée uniformément et une surface isolée. Ce nombre de Nusselt vaut 5.39.

On montre que la modélisation de cette énergie passe inévitablement par l'étude des trois paramètres :

- le temps de séjour de la goutte : t_s ,
- le rayon d'étalement de la goutte sur la couche vapeur : $R(t)$,
- l'épaisseur de vapeur entre la goutte et la paroi : $\delta_v(t)$.

L'étude bibliographique a montré que de nombreuses études, expérimentales et théoriques, ont été réalisées concernant le temps de séjour. La corrélation de Bianco [5] est utilisée dans la suite de cette étude. Bianco [5] suppose que le temps de séjour est du même ordre de grandeur que la période d'oscillation libre d'une goutte :

$$t_s = C \sqrt{\frac{\rho_L R_g^3}{\sigma}} \quad (\text{V.4})$$

Expérimentalement, une valeur de 2.65 est prise pour C , dans le cas de l'impact d'une goutte d'eau².

Pour évaluer les deux derniers paramètres, $R(t)$ et $\delta_v(t)$, une approche découplée est considérée. En effet, de nombreux auteurs ([13]) ont montré que la perte de volume liquide est faible du fait d'un taux d'évaporation faible. Ainsi, on fait l'hypothèse que la dynamique d'étalement de la goutte, schématisée sur la figure V.2 semble ne pas être influencée par les échanges thermiques. En d'autres termes, l'étalement de la goutte, $R(t)$, est supposé uniquement gouverné par la dynamique de la goutte

²La mesure précise du temps de séjour est délicate et n'a pas été réalisée dans le cadre de cette étude. Cependant, de nombreuses études expérimentales valident la modélisation proposée par Bianco [5].

à l'impact et plus précisément par la conversion de l'énergie cinétique initiale, en énergie potentielle et en énergie de dissipation visqueuse.

L'épaisseur du film de vapeur (δ_v) est directement gouvernée par la compétition, entre la force de répulsion, créée par l'évaporation de la goutte et les forces inertielles. La résolution des équations de Navier Stokes, dans la couche vapeur, est réalisée en considérant l'évolution du diamètre d'étalement comme une condition limite du problème.

La modélisation de $R(t)$ et de $\delta_v(t)$ est ainsi détaillée dans la suite de ce paragraphe.

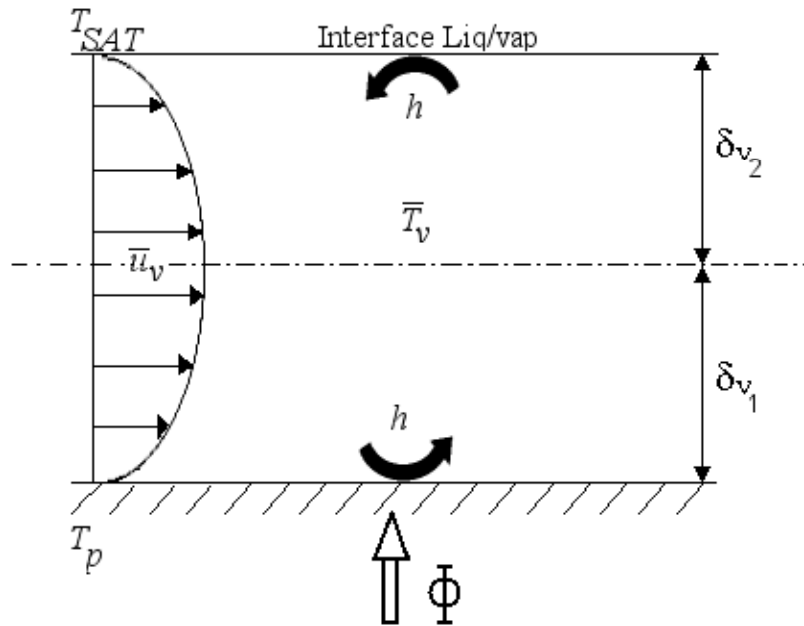


FIG. V.1 – Schéma des échanges thermiques goutte/paroi

V.1.1. Modélisation du diamètre d'étalement de la goutte sur la paroi

Nous faisons l'hypothèse que l'étalement d'une goutte d'eau sur une paroi chaude en régime de Leidenfrost est directement gouverné par la compétition entre l'énergie cinétique de la goutte impactant et l'énergie potentielle de la goutte. La goutte, lors du début de l'impact, est toujours animée par une vitesse normale égale à la vitesse normale initiale de la goutte. Elle se déforme alors augmentant ainsi sa surface en regard à la paroi chauffée. L'énergie cinétique de la goutte diminue donc au profit de son énergie potentielle. La déformation de la goutte entraîne la création d'un écoulement interne à la goutte. Cet écoulement interne a pour effet de dissiper de l'énergie par dissipation visqueuse. Ainsi, si la dissipation visqueuse n'est pas trop importante, la goutte retrouve sa forme sphérique et rebondit

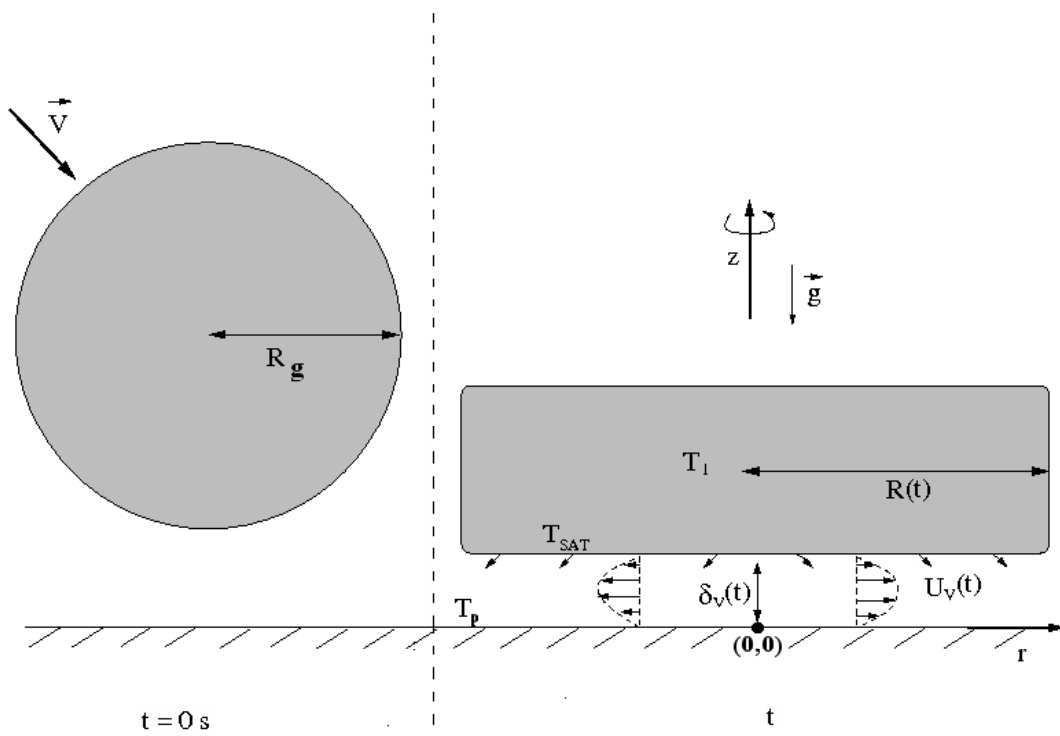


FIG. V.2 – Schématisation de la déformation d'une goutte sur paroi chaude.

grâce à son énergie potentielle.

Afin d'évaluer, analytiquement, le diamètre d'étalement de la goutte lors de son impact, une analogie avec un système masse/ressort est réalisée. Cette analogie, basée sur celle proposée par Bianco [5], est présentée sur la figure V.3. La masse de la goutte est répartie en deux points de masse m_1 et m_2 , séparés par un ressort de constante de raideur k et de constante d'amortissement visqueux η . La masse m_1 est animée, à $t = 0$ s, d'une vitesse normale V_n . Cette vitesse est directement à l'origine de l'excitation du système. L'analogie entre la déformation du ressort et l'impact d'une goutte peut être directement faite. En effet, la raideur du ressort joue le rôle de la tension superficielle de la goutte qui contraint sa déformation. Le coefficient d'amortissement du ressort, à l'origine de la dissipation d'énergie lors de la déformation du ressort, joue le rôle de la dissipation visqueuse due à l'écoulement interne à la goutte. L'équation de Newton appliquée à la masse m_1 décrit le mouvement du ressort lors de sa déformation :

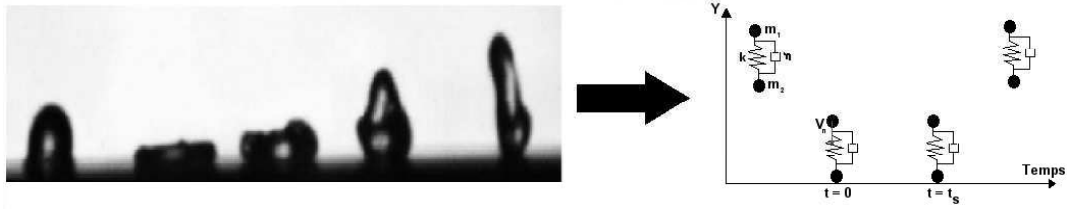


FIG. V.3 – Schématisation de l'analogie entre la goutte et le système masse/ressort.

$$m_1 \frac{d^2 Y_1}{dt^2} + \eta \left(\frac{dY_1}{dt} - \frac{dY_2}{dt} \right) + k(Y_1 - Y_2 - D_g) = -m_1 g \quad (\text{V.5})$$

D_g , le diamètre initial de la goutte, représente la longueur à vide du ressort. La masse m_2 étant en contact avec la paroi, alors $Y_2 = 0$, l'équation V.5 devient ainsi :

$$m_1 \frac{d^2 Y_1}{dt^2} + \eta \frac{dY_1}{dt} + k(Y_1 - D_g) = -m_1 g \quad (\text{V.6})$$

En introduisant la pulsation propre du système ω_0 ($\omega_0^2 = k/(r_1 m_g)$, r_1 étant la répartition de la masse totale de la goutte, arbitrairement pris égal à $r_1 = m_1/m_g = 0.5$), ainsi que le coefficient d'amortissement $\lambda = \eta/m_g$, l'équation V.6 devient :

$$\frac{d^2 Y_1(t)}{dt^2} + 2\lambda \frac{dY_1(t)}{dt} + \omega_0^2 Y_1(t) = -g + \omega_0^2 D_g \quad (\text{V.7})$$

On suppose l'amortissement sous critique. C'est à dire que le facteur d'amortissement $r_d = \lambda/\omega_0$ est supposé inférieur à 1. Alors, la solution de l'équation V.7, avec les conditions initiales $Y_1(t=0) = D_g$ et $\dot{Y}_1(t=0) = V_n$, est :

$$Y_1(t) = \frac{g}{\omega_0^2} e^{-\lambda t} \left[\cos(\omega_1 t) - \frac{\omega_0}{\omega_1} (2\pi r_t + r_d) \sin(\omega_1 t) \right] - \frac{g}{\omega_0^2} + D_g \quad (\text{V.8})$$

avec $\omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2}$, la pulsation du régime libre sous critique, r_d , le facteur d'amortissement et $r_t = t_{lim}/t_0$ avec $t_0 = 2\pi/\omega_0$ et $t_{lim} = V_n/g$.

Le taux d'évaporation de la goutte, pendant l'impact, est très faible (de l'ordre de quelques pourcents). De ce fait, le volume de la goutte peut être supposé constant. Si on fait l'hypothèse que la goutte se déforme en adoptant une forme d'ellipsoïde oblate, la conservation du volume s'écrit alors :

$$\frac{4}{3}\pi R_g^3 = \frac{2}{3}\pi R(t)^2 Y_1(t) \quad (\text{V.9})$$

Il est donc facile d'évaluer l'évolution du rayon d'étalement à l'aide de l'équation V.9 connaissant l'expression de $Y_1(t)$ de l'équation V.8 :

$$R(t) = \left[\frac{2R_g^3}{\frac{g}{\omega_0^2} e^{-\lambda t} \left[\cos(\omega_1 t) - \frac{\omega_0}{\omega_1} (2\pi r_t + r_d) \sin(\omega_1 t) \right] - \frac{g}{\omega_0^2} + D_g} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (\text{V.10})$$

Deux mécanismes régissant l'étalement de la goutte sur la plaque ont été identifiés : la conversion d'énergie cinétique en énergie de tension superficielle et la dissipation d'énergie par viscosité. Les deux paramètres traduisant ces deux mécanismes sont la constante de raideur (k) et la constante d'amortissement (η). A ce stade, ces deux paramètres restent encore à évaluer pour modéliser l'évolution du rayon d'étalement.

Évaluation de la constante de raideur k

Le travail de la force de raideur du ressort (dW) est, par définition, l'énergie fournie par cette force lorsque le ressort se déforme de $\delta = Y_1 - D_g$. L'analogie réalisée attribue à la constante de raideur le rôle de la tension superficielle de la goutte. Ce travail est ainsi assimilé à la variation d'énergie de surface de la goutte (dE_σ) liée à sa déformation et donc à sa variation de surface (dA). On peut ainsi écrire :

$$\begin{cases} dE_\sigma = \sigma dA \\ dW = k \delta d\delta \end{cases} \implies dE_\sigma = dW \implies k = \frac{\sigma dA}{\delta d\delta} \quad (\text{V.11})$$

avec A la surface de la goutte. En se déformant, la goutte adopte une forme ellipsoïde oblate. La surface d'une telle ellipsoïde s'écrit :

$$A = 2\pi \left[R^2(t) + \frac{Y_1(t)}{4e} \tanh^{-1}(e) \right] \quad (\text{V.12})$$

avec e l'excentricité de l'ellipsoïde définie de la manière suivante :

$$e^2 = 1 - \frac{Y_1^2(t)}{4R^2(t)} \quad (\text{V.13})$$

La figure V.4 présente l'évolution du coefficient de raideur calculée à partir de l'équation V.11, en fonction de la déformation δ . On montre que la raideur est fortement non linéaire et dépend de la déformation de la goutte. Pour des raisons de simplicité, la déformation de la goutte est alors décrite par l'intermédiaire d'une constante de raideur équivalente k_{eq} :

$$k_{eq} = \frac{k_{max} + k_{min}}{2} \quad (\text{V.14})$$

k_{max} est associée à l'énergie maximale fournie par le ressort pour une déformation maximale (δ_{max}) et k_{min} à l'énergie minimale pour une déformation minimale (δ_{min}).

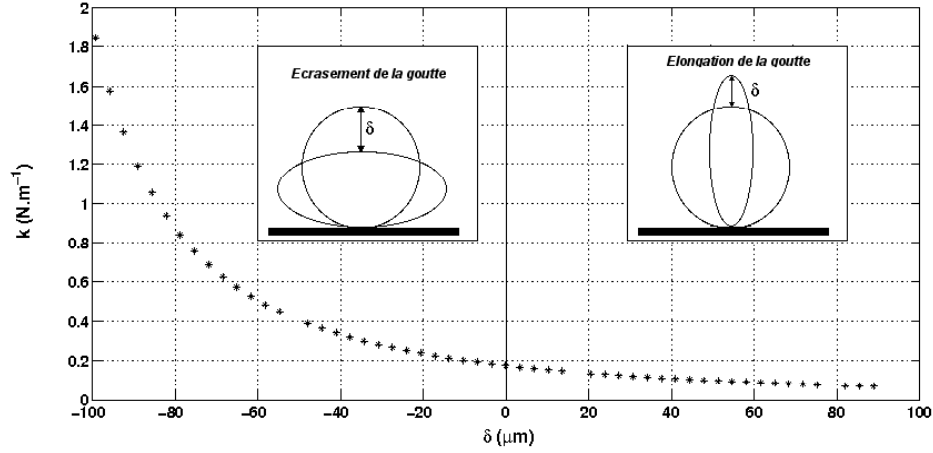


FIG. V.4 – Évaluation de la constante de raideur en fonction de la déformation de la goutte

Évaluation de k_{min} : En introduisant la déformation, $\delta = Y_1 - D_g$, et la variable réduite $U = \delta / (2R_g)$ dans l'équation V.12, il vient :

$$A = 2\pi R_g^2 \left[\frac{1}{(1+U)} + \frac{(1+U)^2}{\sqrt{1-(1+U)^3}} \tanh^{-1} \left(\sqrt{1-(1+U)^3} \right) \right] \quad (V.15)$$

Dans le cas d'une constante de raideur minimum, la déformation de la goutte est supposée faible. Le développement limité de Taylor du second ordre au voisinage de 0 de l'équation V.15 permet d'exprimer A :

$$A = 2\pi R_g^2 \left(2 + \frac{4}{5} U^2 \right) \quad (V.16)$$

En dérivant cette équation et en considérant l'équation V.11, on peut donc évaluer la constante de raideur du système autour de la position d'équilibre dans le cas d'une faible déformation de goutte :

$$k_{min} = \frac{4}{5} \sigma \pi = 0.176 \text{ N.m}^{-1} \quad (V.17)$$

Évaluation de k_{max} : Le maximum de la constante de raideur est directement obtenu pour le maximum de déformation du ressort :

$$\delta_{max} = Y_{1min} - D_g \quad (V.18)$$

Y_{1min} représente le minimum de la position Y_1 de la masse m_1 calculé dans le cas d'un rebond conservatif, caractérisé par un coefficient d'amortissement nul ($\eta = 0$) :

$$Y_1(t) = \frac{-V_n}{\omega_0} \left[\sin(\omega_0 t) + \frac{1}{2\pi r_t} (1 - \cos(\omega_0 t)) \right] + D_g \quad (V.19)$$

Pour exemple, dans le cas d'une goutte de $100 \mu\text{m}$ impactant à 1 m.s^{-1} , le terme r_t est égal à 500. Ce terme est de manière générale grand et le terme correspondant ($\frac{1}{2\pi r_t} (1 - \cos(\omega_0 t))$) peut donc être négligé dans l'équation V.19. Ainsi, le minimum de Y_1 est obtenu pour $\sin(\omega_0 t) = 1$ et il vient :

$$\delta_{max} = -\frac{V_n}{\omega_0} \implies k_{max} = r_1 m_g \left(\frac{V_n}{\delta_{max}} \right)^2 \quad (V.20)$$

Au maximum de déformation et pour un rebond conservatif ($\eta = 0$), la vitesse de la goutte est nulle et toute l'énergie de la goutte se résume à son énergie de surface :

$$(E_s + E_c)_{initial} = \sigma A_{max} \quad (V.21)$$

avec E_s et E_c respectivement l'énergie de surface et l'énergie cinétique initiale. A_{max} représente le maximum de la surface de l'ellipsoïde oblate :

$$\begin{cases} E_s = 4\pi R_g^2 \sigma \\ E_c = \frac{1}{2} m_g V_n^2 \end{cases} \implies 4\pi R_g^2 \sigma + \frac{1}{2} m_g V_n^2 = 2\pi \sigma \left[\underbrace{\frac{2R_g^3}{\delta_{max} + D_g}}_A + \underbrace{\frac{(\delta_{max} + D_g)^2}{4e} \tanh^{-1}(e)}_B \right] \quad (V.22)$$

La figure V.5 présente la valeur des termes A et B en fonction de la déformation δ . On montre que, pour de grandes déformations, le terme B de l'équation V.22 est négligeable devant le terme A.

Ainsi, en simplifiant l'équation V.20 et en introduisant le nombre de Weber, il vient :

$$\delta_{max} = \left(\frac{6}{12 + We} - 1 \right) D_g \quad (V.23)$$

On trouve ainsi :

$$k_{max} = \frac{\pi We}{12 \left(\frac{6}{12 + We} - 1 \right)^2} \quad (V.24)$$

La constante de raideur équivalente est prise comme étant la moyenne de k_{max} de l'équation V.24 et k_{min} de l'équation V.17 :

$$k_{eq} = \left[\frac{We}{24 \left(\frac{6}{12 + We} - 1 \right)^2} + \frac{2}{5} \right] \pi \sigma \quad (V.25)$$

La constante de raideur, de la forme $k_{eq} = f(We) \sigma$, traduit de façon correcte l'analogie physique réalisée. Le nombre de Weber initial de la goutte contrôle sa déformation lors de son impact. Dans l'analogie goutte/ressort effectuée, l'énergie potentielle acquise par le ressort, du fait de sa déformation, est représentée par sa constante de raideur.

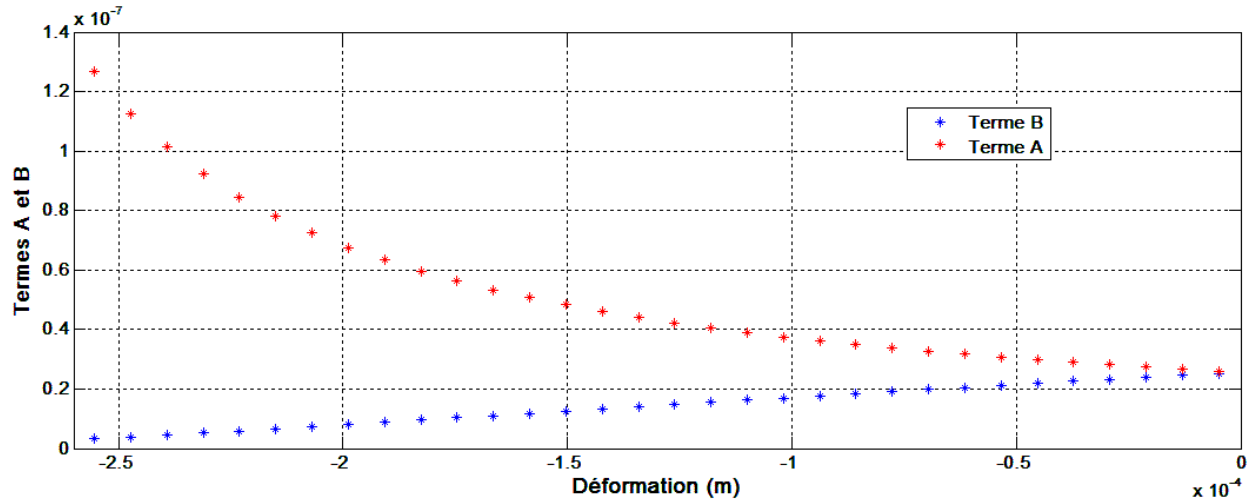


FIG. V.5 – Évaluation des termes A et B de l'équation V.22 en fonction de la déformation de la goutte ($D_g = 100\mu m$)

Évaluation de la constante d'amortissement η

La modélisation du rayon d'étalement nécessite, outre la constante de raideur du ressort k , la connaissance de la constante d'amortissement visqueux η . L'évaluation de cette constante d'amortissement est basée sur une analyse dimensionnelle. La dissipation visqueuse à l'intérieur de la goutte est générée par l'écoulement interne à la goutte suite à sa déformation. Les paramètres clés à l'origine de cet écoulement et de la dissipation visqueuse sont aux nombres de cinq :

- le diamètre initial de la goutte D_g [m],
- la vitesse normale de la goutte V_n [$m.s^{-1}$],
- la masse volumique ρ [$kg.m^{-3}$],
- la viscosité dynamique μ [$kg.m^{-1}.s^{-1}$],
- la constante d'amortissement visqueux η [$kg.s^{-1}$].

Le théorème de Vaschy-Buckingham, à la base de l'analyse dimensionnelle, s'énonce ainsi :

Une équation physique complète, de la forme générale ...

$$f(q_1, \dots, q_n) = 0 \tag{V.26}$$

où les q_i ($i = 1$ à n) représentent n variables physiques choisies pour la description du problème, exprimés en termes de k unités physiques indépendantes, peut être ré-écrite sous la forme :

$$F(\pi_1, \dots, \pi_k) = 0 \quad (\text{V.27})$$

où les π_i ($i = 1$ à k) sont des nombres sans dimension construits à partir des q_j par $p = n - k$ équations de la forme :

$$\pi_i = q_1^{m_1} \dots q_n^{m_n} \quad (\text{V.28})$$

où les m_i sont des constantes.

Dans notre cas, les 4 paramètres clefs (D_g, V_n, ρ, μ) s'expriment à partir de 3 dimensions (kg, m et s). Deux équations peuvent donc être écrites :

$$\pi_1 = \mu D_g^{m_1} \rho^{m_2} V_n^{m_3} \quad \text{et} \quad \pi_2 = \eta D_g^{m_4} \rho^{m_5} V_n^{m_6} \quad (\text{V.29})$$

L'équation V.26 montre qu'il est possible de construire d'autres nombres sans dimension par combinaison de π_1 et de π_2 . Ainsi, on peut exprimer la constante d'amortissement visqueux à l'aide des autres paramètres :

$$\boxed{\eta = J \mu D_g \text{Re}^j} \quad (\text{V.30})$$

avec Re le nombre de Reynolds et (J, j) un couple de constantes à déterminer expérimentalement.

Pour ce faire, on utilise un cas expérimental où l'amortissement est prédominant : à savoir une goutte d'eau impactant à fort Weber incident ($\text{We} = 30$), figure V.6. Le couple (J, j) minimisant les résidus entre les valeurs expérimentales et analytiques, est $(0.20, 0.9)$. Ces valeurs de (J, j) , déterminées sur un cas, sont vérifiées sur l'ensemble des cas expérimentaux à disposition.

Ce couple de constantes aurait pu être déterminé pour chaque fluide. Cependant, au vu de la faible variation de l'amortissement et par souci de simplicité, le couple (J, j) a uniquement été déterminé pour de l'eau.

En considérant ce couple de constantes, la figure V.7 présente la valeur de la constante d'amortissement visqueux pour tous les cas expérimentaux étudiés. Son ordre de grandeur est faible, de l'ordre de $10^{-5} \text{ Kg} \cdot \text{s}^{-1}$. La dissipation d'énergie de la goutte est certes faible mais doit être prise en compte pour évaluer précisément l'évolution du diamètre d'étalement.

La figure V.8 montre l'évolution du facteur d'amortissement r_d en fonction de la constante de raideur et donc en fonction du nombre de Weber. L'hypothèse, qui consiste à supposer l'amortissement sous critique ($r_d < 1$) pour résoudre l'équation de mouvement de la masse m_1 , est vérifié car $r_d < 0.16$, pour les larges gammes de Weber et de fluides utilisés (Ethanol, Acétone, Eau, Décane ...).

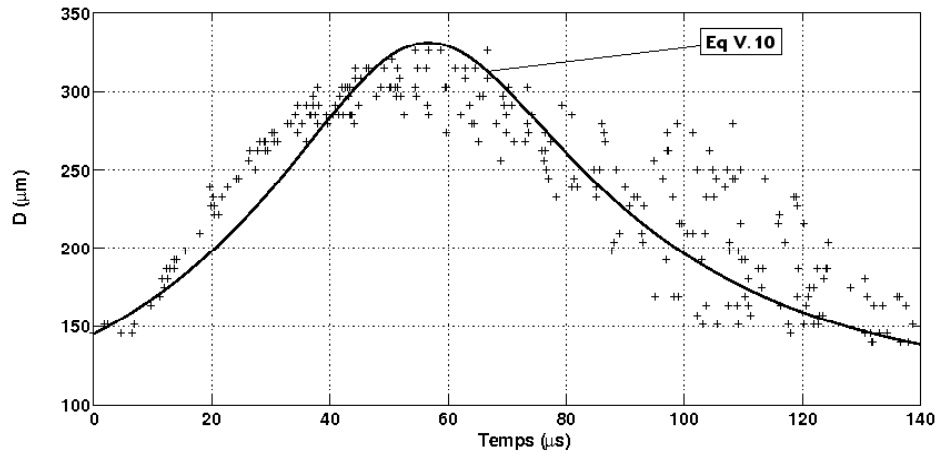


FIG. V.6 – Diamètre d'étalement en fonction du temps ($We = 30$) : expérience et modèle (détermination du couple de constante (i, J)).

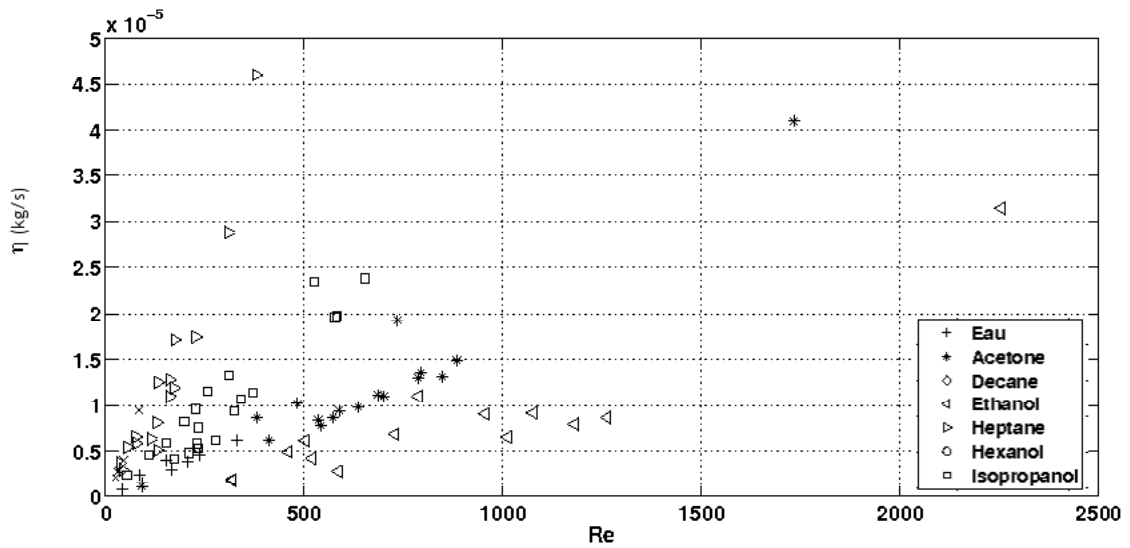


FIG. V.7 – Constante d'amortissement en fonction du Re interne à la goutte, pour différents fluides.

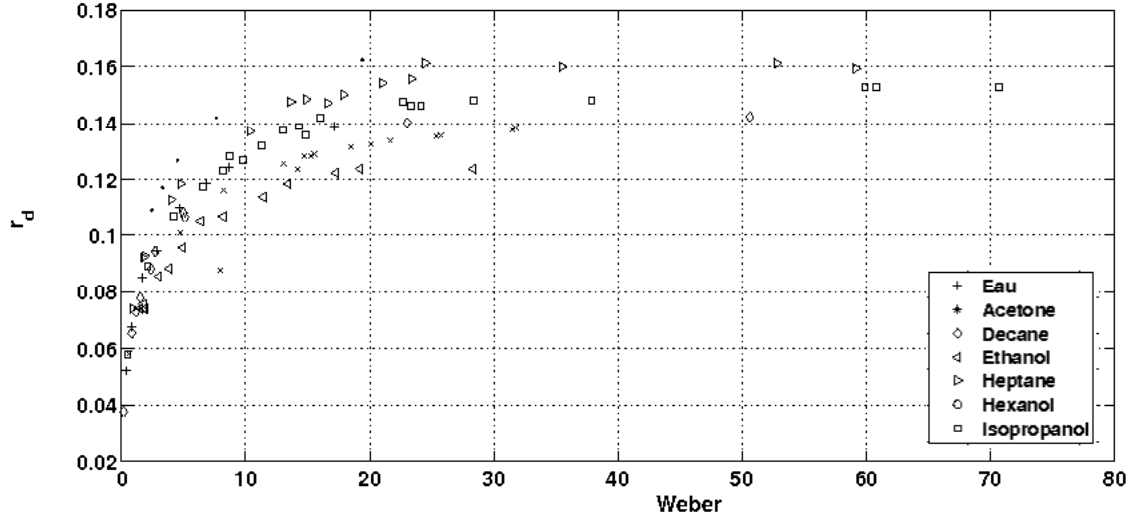


FIG. V.8 – Évolution du coefficient r_d en fonction du nombre de Weber pour différents fluides.

Synthèse et validation du modèle

Synthèse Le rayon d'étalement d'une goutte impactant une paroi chaude, en régime de Leidenfrost, peut être modélisé de la manière suivante :

$$R(t) = \left[\frac{2R_g^3}{\frac{g}{\omega_0^2} e^{-\lambda t} \left[\cos(\omega_1 t) - \frac{\omega_0}{\omega_1} (2\pi r_t + r_d) \sin(\omega_1 t) \right] - \frac{g}{\omega_0^2} + D_g} \right]^{1/2} \quad (\text{V.31})$$

avec :

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_0^2 = \frac{k_{eq}}{r_1 m_g} \quad \text{avec } r_1 = 0.5 \quad \text{et } k_{eq} = \left[\frac{We}{24 \left(\frac{6}{12+We} - 1 \right)^2} + \frac{2}{5} \right] \pi \sigma \\ \omega_1 = \sqrt{\omega_0^2 - \lambda^2} \quad \text{avec } \lambda = \frac{\eta}{m_g} \quad \text{et } \eta = 0.2 \mu D_g Re^{0.9} \\ r_d = \frac{\lambda}{\omega_0} \quad \text{et } 2\pi r_t = \frac{V_n \omega_0}{g} \end{array} \right. \quad (\text{V.32})$$

Validation Ce modèle a été validé sur les mesures du diamètre d'étalement pour plusieurs fluides (Eau, Ethanol, Acétone, Isopropanol, Décane, Heptane, Hexanol) et pour plusieurs nombres de Weber. Les figures V.9 à V.14 et V.15 à V.20 présentent l'évolution temporelle du diamètre d'étalement, respectivement d'une goutte d'eau et d'ethanol, impactant une paroi à $T_p = 600^\circ\text{C}$, pour plusieurs nombres de Weber normaux incidents. Ces figures montrent une bonne adéquation entre les données

expérimentales et le modèle analytique. La dynamique d'étalement de la goutte sur la paroi chaude est bien reproduite. Aussi, le diamètre maximum d'étalement ainsi que le diamètre moyen de la goutte lors de l'impact sont tracés respectivement sur les figures V.21 et V.22 en fonction du nombre de Weber pour les 7 fluides étudiés (Eau (×), Acétone (▷), Ethanol (□), Heptane (◊), Hexanol (●), Isopropanol (◁), Décane (+)). Le diamètre maximum d'étalement est, ainsi, évalué de manière précise quel que soit le fluide utilisé. Le modèle présente également de bon résultats concernant l'évaluation du diamètre moyen d'étalement (Fig.V.22), le diamètre moyen étant calculé de la manière suivante :

$$D_{moyen} = \frac{1}{t_s} \int_0^{t_s} D(t) dt \tag{V.33}$$

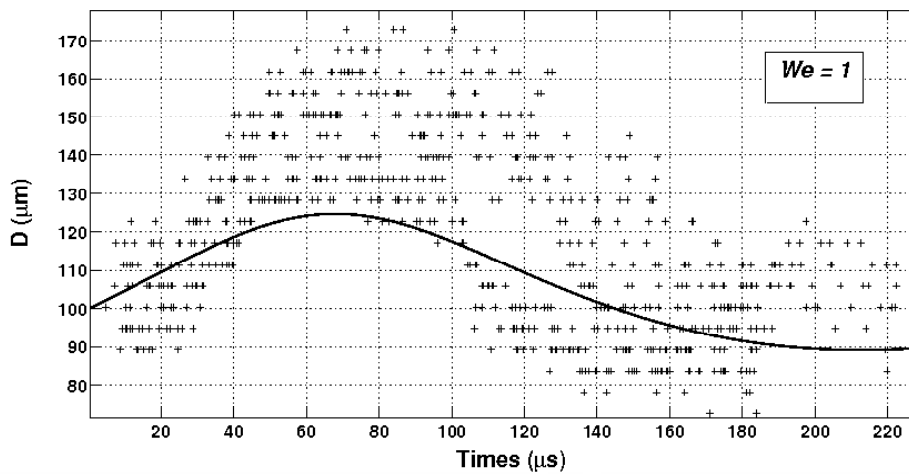


FIG. V.9 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=1$.

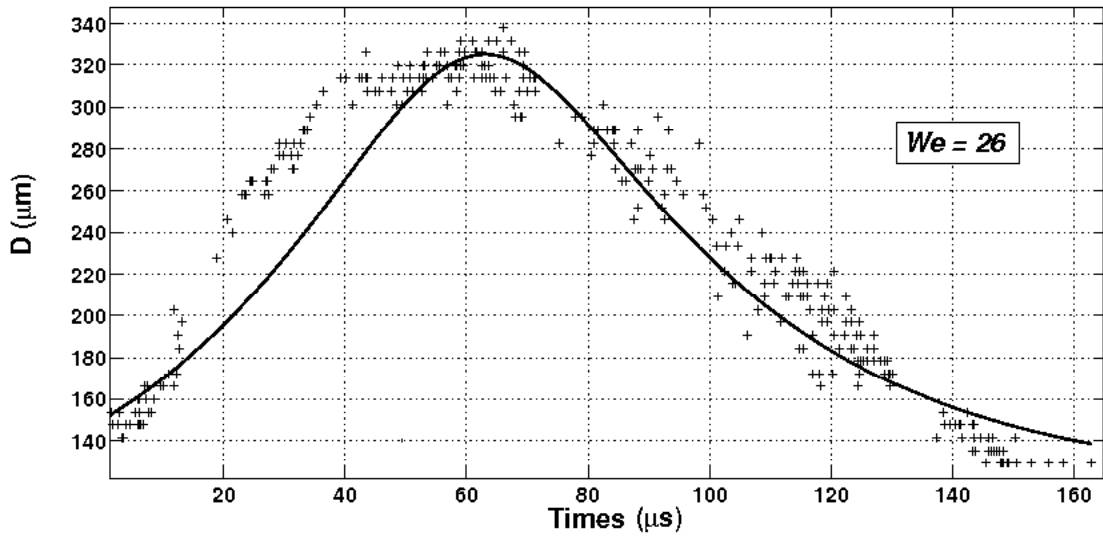


FIG. V.10 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=26$.

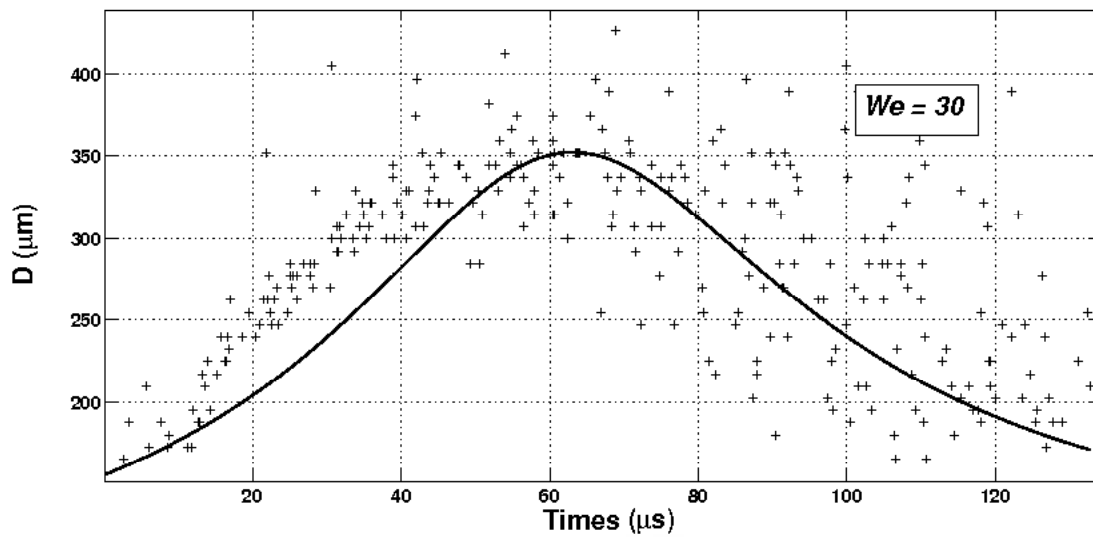


FIG. V.11 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=30$.

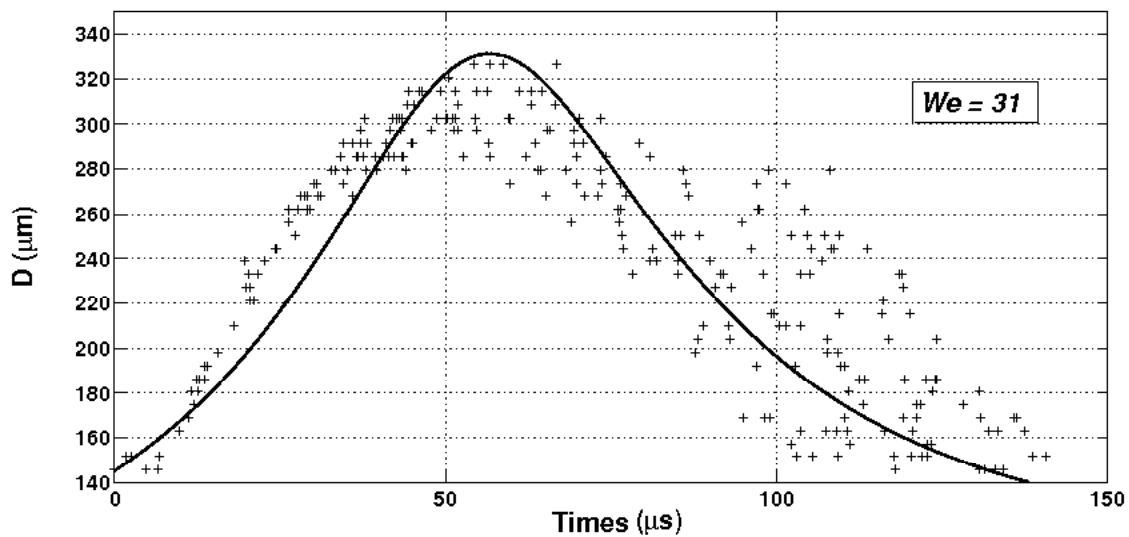


FIG. V.12 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=31$.

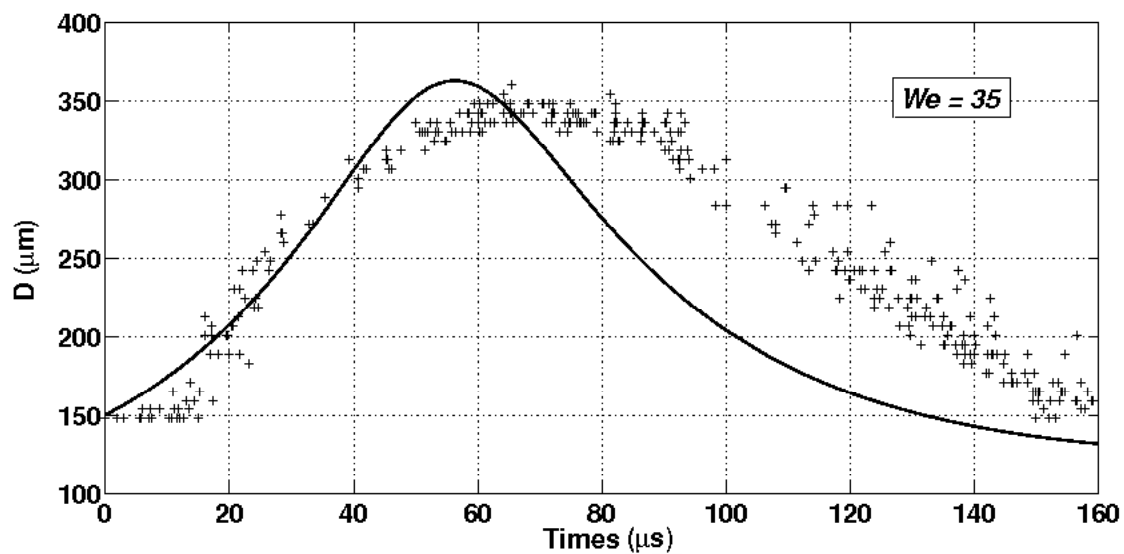


FIG. V.13 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=35$.

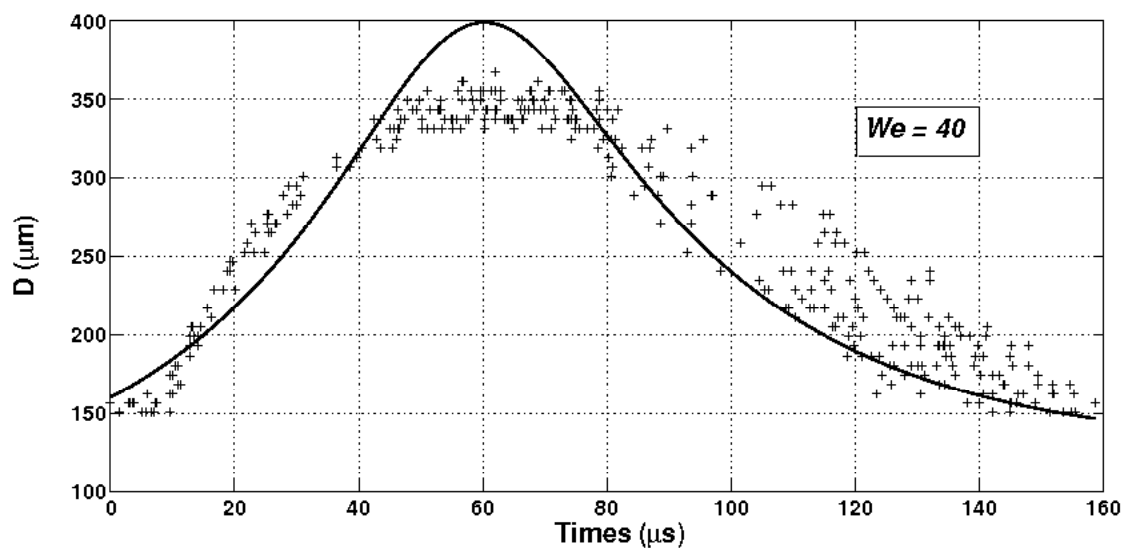


FIG. V.14 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'eau pour $We=40$.

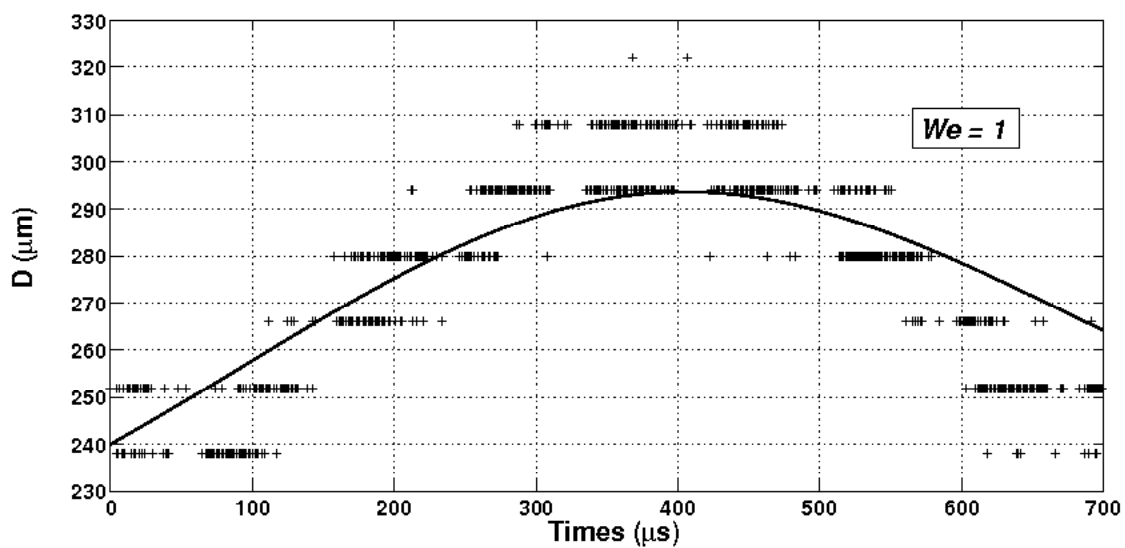


FIG. V.15 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=1$.

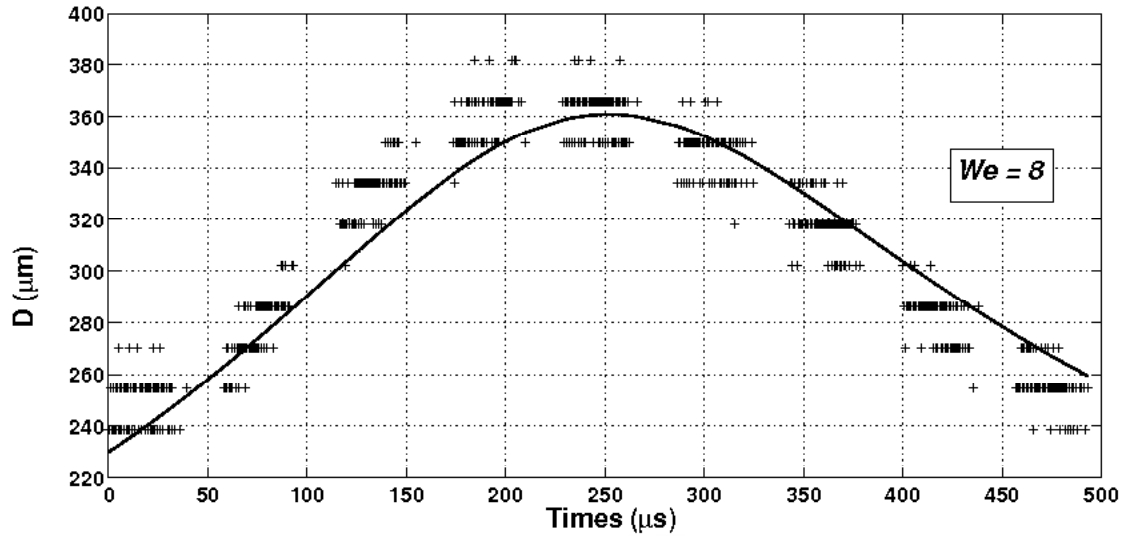


FIG. V.16 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=8$.

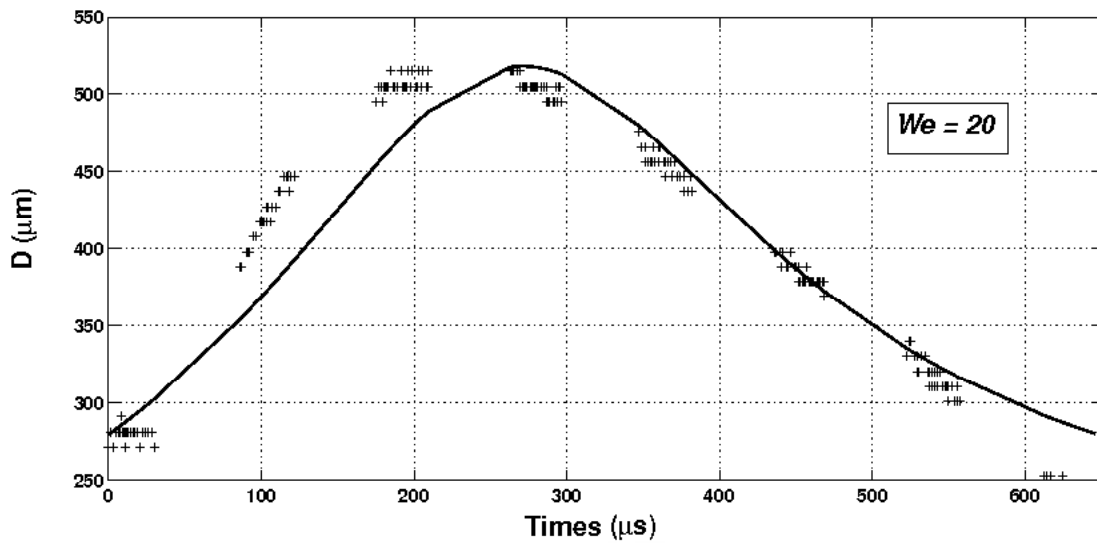


FIG. V.17 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=20$.

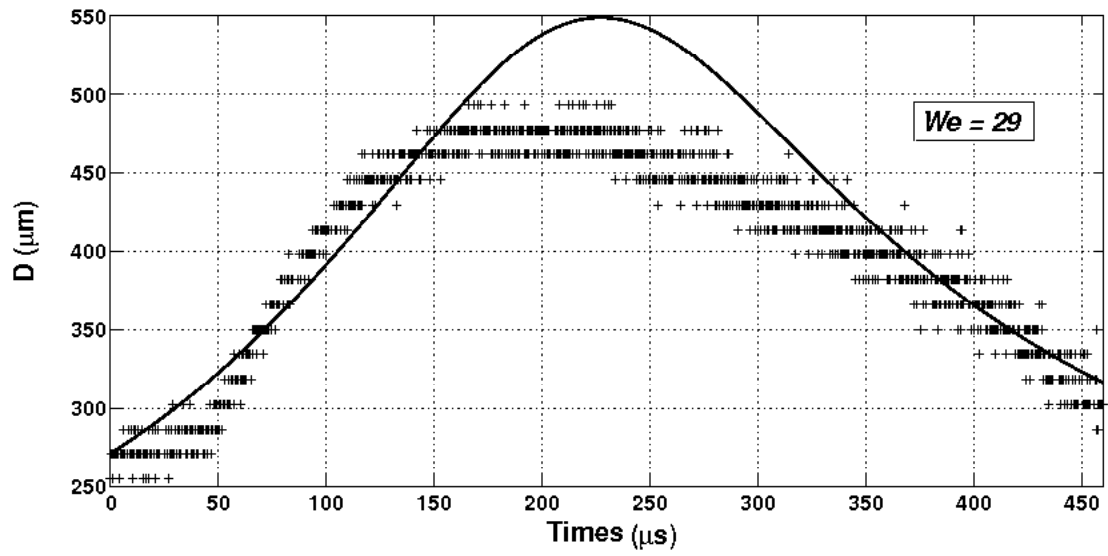


FIG. V.18 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=29$.

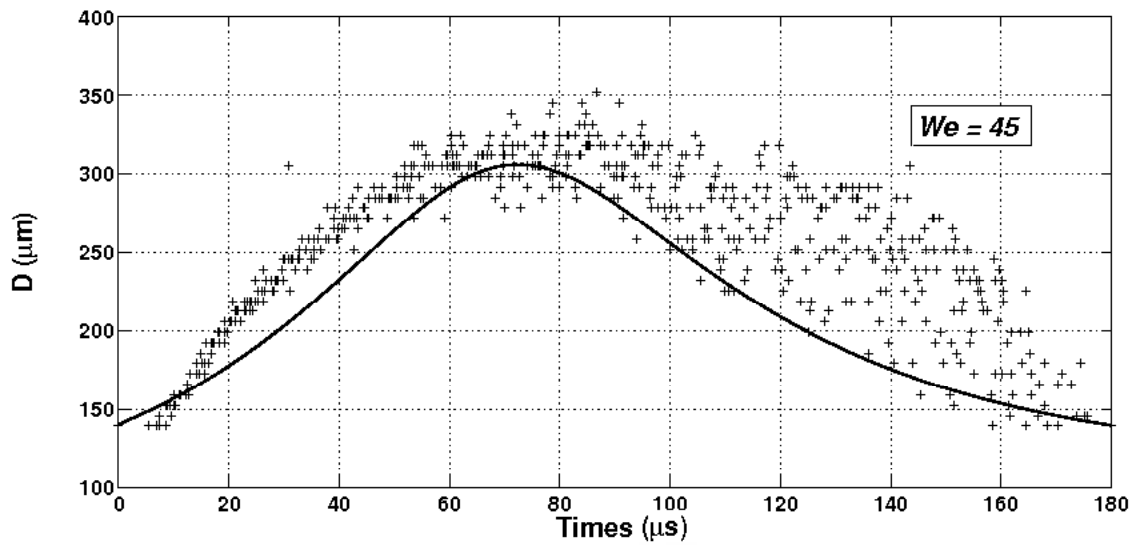


FIG. V.19 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=45$.

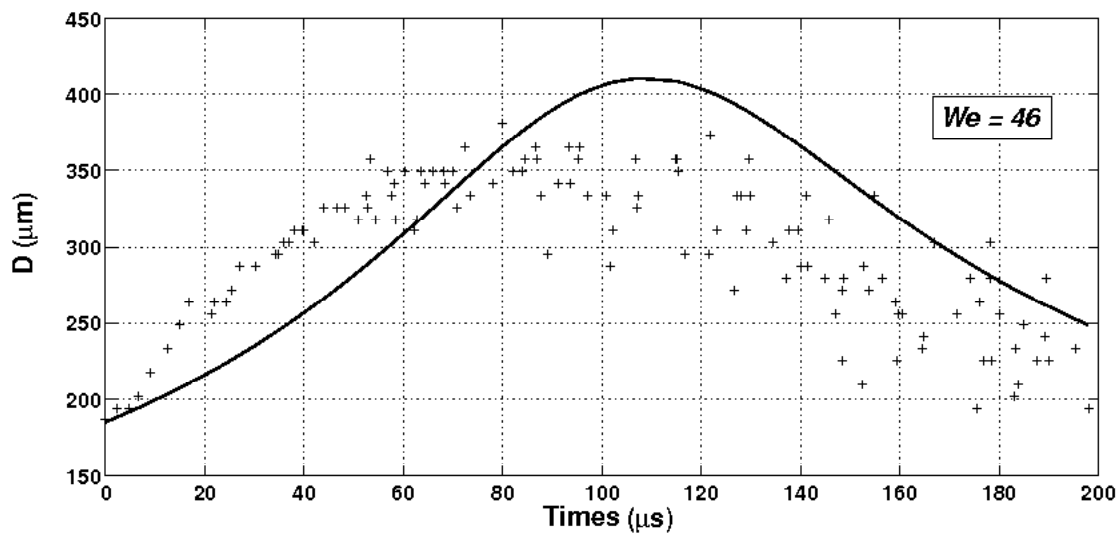


FIG. V.20 – Évolution temporelle du diamètre d'étalement d'une goutte d'éthanol pour $We=46$.

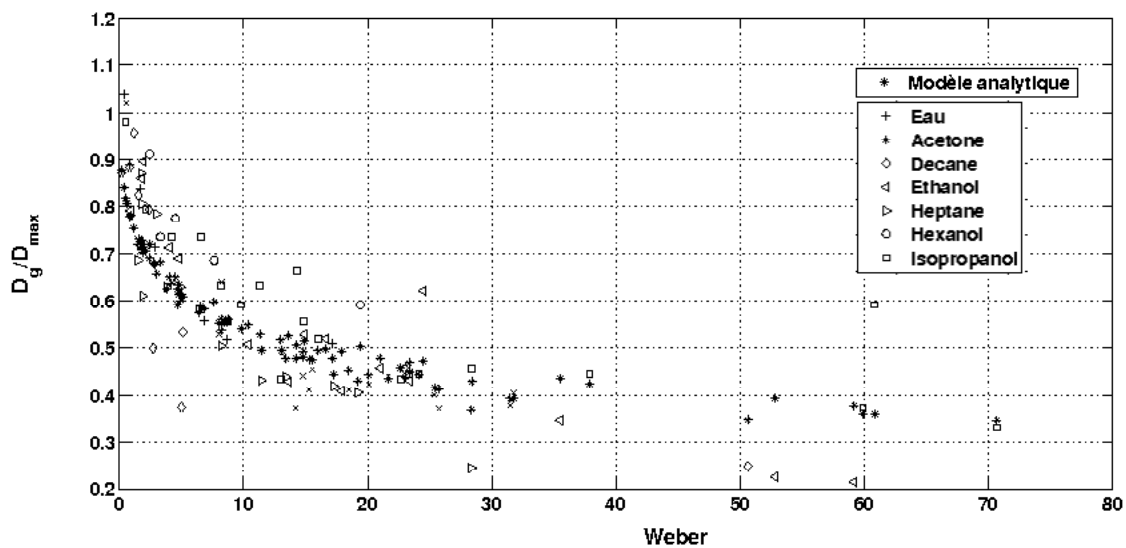


FIG. V.21 – Évolution du diamètre maximum d'étalement pour plusieurs fluides : modèle et expériences.

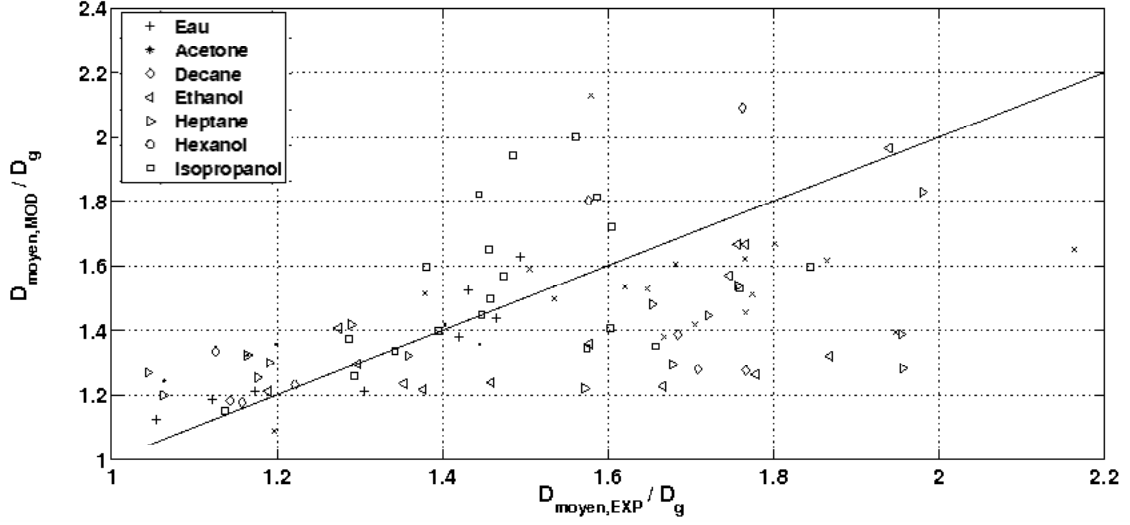


FIG. V.22 – Évolution du diamètre moyen sur le temps de séjour pour plusieurs fluides : modèle et expériences.

V.1.2. Modélisation de l'épaisseur de vapeur

Lorsque la goutte approche la paroi chaude, la vaporisation de la goutte entraîne, par réaction, une force de répulsion (F_r) qui s'oppose à son écrasement causé par la force inertielle et son poids ($m_g g$). L'application du principe fondamental de la dynamique sur la goutte permet ainsi d'écrire la relation liant l'ensemble des forces appliquées à la goutte lors de l'impact :

$$\sum_i \vec{F}_i = m_g \vec{a} \quad (\text{V.34})$$

avec \vec{a} l'accélération de la goutte. Ainsi, la projection de l'équation V.34 sur l'axe vertical z donne :

$$F_r = m_g (a_n + g) \quad (\text{V.35})$$

De façon similaire aux travaux de Guo et al. [19], la composante normale de l'accélération (a_n) est modélisée par $2V_n/t_s$.

L'épaisseur de vapeur, créée entre la goutte et la paroi, est ainsi directement gouvernée par la compétition entre l'inertie de la goutte et la force de répulsion créée par son évaporation. Cette évaporation est à l'origine d'une augmentation de la pression au sein de l'épaisseur de vapeur. La force F_r est directement corrélée à la différence de pression (ΔP_v) à l'intérieur de l'épaisseur de vapeur et peut ainsi s'écrire de la manière suivante :

$$F_r = \Delta P_v S = \int_0^{R(t)} 2\pi r (P_v(r, t) - P_0) dr \quad (\text{V.36})$$

La résolution de l'équation V.36, passe donc inévitablement par l'évaluation du gradient de pression à l'intérieur de l'épaisseur de vapeur et donc par l'étude de l'écoulement interne à cette épaisseur.

Étude de l'écoulement interne à l'épaisseur de vapeur

A l'échelle microscopique, et dans le domaine de la mécanique des milieux continus, l'écoulement de la vapeur est décrit par les équations de Navier-Stokes. Le problème étant supposé axi-symétrique selon la coordonnée angulaire α , les équations sont écrites dans le système de coordonnées cylindriques (r, α, z) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } r : \quad \rho_v \left[\frac{\partial u_r}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P_v}{\partial r} + \mu_v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{u_r}{r^2} \right] \\ \text{en } z : \quad \rho_v \left[\frac{\partial u_z}{\partial t} + u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P_v}{\partial z} + \mu_v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] \end{array} \right. \quad (\text{V.37})$$

avec $U_v = (u_r, u_z)$, la vitesse de la vapeur dans l'épaisseur de vapeur, présentée sur la figure V.2. Si on suppose le temps caractéristique de diffusion des gradients de vitesse sur l'épaisseur de vapeur faible devant le temps d'évolution de l'écoulement, le problème peut être supposé quasi-stationnaire. Ainsi, les termes, en $\frac{\partial}{\partial t}$, de l'équation V.37, peuvent être négligés.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } r : \quad \rho_v \left[u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P_v}{\partial r} + \mu_v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{u_r}{r^2} \right] \\ \text{en } z : \quad \rho_v \left[u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} \right] = -\frac{\partial P_v}{\partial z} + \mu_v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right] \end{array} \right. \quad (\text{V.38})$$

De plus, en considérant l'épaisseur de vapeur faible devant le rayon d'étalement de la goutte ($\delta_v \ll R$), les trajectoires de la vapeur, créées par évaporation, suivent assez rapidement la paroi. L'écoulement de vapeur entre la goutte et la paroi peut donc être assimilé à un écoulement de couche mince de fluide entre des « parois » fixes et quasi-parallèles. Cette dernière remarque permet de négliger les termes comportant u_z des équations de Navier-Stokes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } r : \quad \rho_v \left[u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right] = -\frac{\partial P_v}{\partial r} + \mu_v \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{u_r}{r^2} \right] \\ \text{en } z : \quad \frac{\partial P_v}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{V.39})$$

Ainsi, l'ensemble des hypothèses postulées permet, d'une part, de négliger les variations de pression dans la direction perpendiculaire aux parois et, d'autre part, de considérer une approximation de lubrification.

Cette approximation permet de simplifier les termes en dérivée et de considérer que les termes convectifs de l'équation de Navier-Stokes ($(\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{v}$) sont suffisamment petits devant les termes visqueux

$(\mu_v \nabla^2 \vec{V})$ pour ne pas influencer les équations du problème. En effet, cette approximation est basée sur une estimation des ordres des grandeurs des termes présents dans l'équation de Navier-Stokes projetés sur l'axe \vec{r} . On note $U_{r,z}$ la vitesse caractéristique de l'écoulement (la vitesse moyenne selon les axes r et z), δ_v et R les longueurs caractéristiques respectivement sur l'axe z et r . Ainsi :

$$\left\{ \begin{array}{l} u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} \approx \frac{U_{r,z}^2}{R} \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) \approx \frac{U_{r,z}}{R^2} \\ \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \approx \frac{U_{r,z}}{\delta_v^2} \\ \frac{u_r}{r^2} \approx \frac{U_{r,z}}{R^2} \end{array} \right. \quad (\text{V.40})$$

A partir de ces estimations, il est possible de comparer les ordres de grandeur des différents termes. On remarque tout d'abord que dans le terme visqueux, la dérivée seconde de la vitesse par rapport à r , de l'ordre de $U_{r,z}/R^2$, et le terme u_r/r^2 , de l'ordre de $U_{r,z}/R^2$, sont négligeables devant la dérivée seconde par rapport à z , de l'ordre de $U_{r,z}/\delta_v^2$, dès lors que δ_v est très petit devant R . D'autre part, on montre également, que le terme convectif est négligeable devant le terme visqueux lorsque :

$$\rho_v \frac{U_{r,z}^2}{R} \ll \mu_v \frac{U_{r,z}}{\delta_v^2} \implies \text{Re}_v \ll \frac{R}{\delta_v} \quad (\text{V.41})$$

avec Re_v le nombre de Reynolds associé à l'écoulement vapeur.

En conclusion, en considérant l'approximation de lubrification *i.e.* en faisant l'hypothèse que $\delta_v < R$ et $\text{Re}_v \ll \frac{R}{\delta_v}$, les équations de Navier-Stokes en stationnaire se résument à :

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{en } r : \quad \frac{\partial P_v}{\partial r} = \mu_v \left[\frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} \right] \\ \text{en } z : \quad \frac{\partial P_v}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (\text{V.42})$$

Dans le but de résoudre l'équation V.42, une condition de non glissement est imposée en paroi et à l'interface liquide/vapeur en $z = 0$ et $z = \delta_v$, soit :

$$u_r(r, 0) = 0 \quad \text{et} \quad u_r(r, \delta_v) = 0 \quad (\text{V.43})$$

Après intégration de l'équation V.42 sur l'axe \vec{r} , à l'aide des conditions aux limites précédentes, la vitesse de l'écoulement vapeur est obtenue :

$$u_r(z) = \frac{1}{2\mu_v} \frac{\partial P_v}{\partial r} (z^2 - z\delta_v) \quad (\text{V.44})$$

MODELISATION

De plus, le débit massique surfacique de vapeur (G), sur la surface d'étalement de la goutte, est produit par l'évaporation de la goutte. Ce débit surfacique d'évaporation est supposé uniforme sur la section d'étalement. La conservation du débit est écrit de la manière suivante :

$$\pi r^2 G = \int_0^{\delta_v} 2\pi r \rho_v u_r(r, z) dz \quad (V.45)$$

En intégrant l'équation V.44 dans l'équation V.45, il vient :

$$\frac{\partial P_v}{\partial r} = -\frac{6\mu_v G}{\rho_v \delta_v^3} r \quad (V.46)$$

L'intégration de l'équation V.46, de r jusqu'au rayon d'étalement de la goutte $R(t)$ avec $P(r = R(t)) = P_0$, donne :

$$P_v(r, t) - P_0 = \frac{3\mu_v G}{\delta_v^3 \rho_v} (R^2(t) - r^2) \quad (V.47)$$

Evaluation de δ_v

Il a été montré que l'épaisseur de vapeur, créée entre la goutte et la paroi, est directement gouvernée par la compétition entre la dynamique de la goutte (l'inertie de la goutte) et la thermique (la force de répulsion créée par l'évaporation de la goutte), équation V.36.

Ainsi, le terme $(P_v(r, t) - P_0)$ est substitué par son expression de l'équation V.47 et $\delta_v(t)$ est exprimée par :

$$\delta_v(t) = \left[\frac{9\mu_v G}{8\rho_L \rho_v (a_n + g)} \right]^{1/3} \left[\frac{R^4(t)}{R_g^3} \right]^{1/3} \quad (V.48)$$

Le débit massique surfacique de vapeur (G), créé par évaporation, est évalué en réalisant un bilan d'énergie au niveau de la goutte : le flux convectif entre la vapeur et la goutte permet de chauffer un volume de liquide jusqu'à la température de saturation avant d'évaporer ce même volume. Ainsi, on peut écrire :

$$\text{Nu} \frac{\lambda_v}{\delta_{v,2}} (\bar{T}_v - T_{SAT}) = G [C_{pL} (T_{SAT} - T_L) + L_v] \quad (V.49)$$

Ainsi, G s'écrit de la manière suivante :

$$G = \frac{2\text{Nu} \lambda_v (\bar{T}_v - T_{SAT})}{\delta_v L_v^*} \quad (V.50)$$

avec $L_v^* = C_{pL} (T_{SAT} - T_L) + L_v$ et $\delta_{v,2} = \delta_{v,1} = \frac{\delta_v}{2}$ (voir figure V.1).

En intégrant l'équation V.50 dans l'équation V.48, il vient :

$$\delta_v(t) = \left[\frac{9\mu_v \text{Nu} \lambda_v (\bar{T}_v - T_{SAT}) R_g}{4 L_v^* \rho_v \rho_L (a_n + g)} \right]^{1/4} \frac{R(t)}{R_g} \quad (V.51)$$

Evaluation de la température débitante de vapeur

Pour évaluer la température débitante de vapeur³ (\bar{T}_v), on réalise un bilan d'enthalpie sur la vapeur (figure V.23), sur un volume de contrôle élémentaire, correspondant à un anneau de rayons interne et externe r et $r + dr$, et de hauteur δ_v , *i.e.* de volume $dV = \delta_v dS_r$ avec $dS_r = 2\pi r dr$. Le débit enthalpique entrant dans la section cylindrique d'aire $S_z = 2\pi r \delta_v$, au rayon r , est égal à $\dot{m} H_v(\bar{T}_v(r))$, où le débit massique entrant dans la même section est $\dot{m} = \rho_v S_z U_z(r)$. U_z est la vitesse moyenne sur z de l'écoulement vapeur :

$$U_z(r) = \frac{1}{\delta_v} \int_0^{\delta_v} u_r(r, z) dz = \frac{G}{2\delta_v \rho_v} r \quad (\text{V.52})$$

$u_r(z)$ étant définie via les équations V.44 et V.46.

Ce bilan s'écrit, sur un intervalle de temps dt :

$$\rho_v dV \frac{\partial H_v}{\partial t} dt = 0 \quad (\text{V.53})$$

avec H_v l'enthalpie vapeur :

$$H_v(T) = c_{pv}(T - T_{SAT}) + L_v + c_{pL}(T_{SAT} - T_{ref}) \quad (\text{V.54})$$

avec c_{pL} et c_{pv} respectivement les chaleurs massiques de l'eau liquide et de la vapeur. T_{ref} est une température de référence souvent prise à 0°C.

Ainsi, le bilan s'écrit :

$$\dot{m}(r) H_v(\bar{T}_v(r)) - \dot{m}(r + dr) H_v(\bar{T}_v(r + dr)) + [GH_v(T_{SAT}) - h_g(\bar{T}_v(r) - T_{SAT}) + h_p(T_p - \bar{T}_v(r))] dS_z = 0 \quad (\text{V.55})$$

Les deux premiers termes correspondent à l'énergie apportée par advection dans le volume dV , tandis que le troisième terme est la somme du débit enthalpique apporté au volume vapeur par la vaporisation de l'eau sur la surface annulaire dS_r (entre r et $r + dr$) à l'interface goutte/film, des pertes par convection forcée sur cette même surface (coefficient d'échange h_g) et des gains par convection forcée apportés par la paroi sur la surface annulaire correspondante (coefficient d'échange h_p).

l'équation V.55 peut aussi s'écrire, en introduisant la définition de l'enthalpie (équation V.54) :

$$\frac{d\dot{m}}{dr} H_v(\bar{T}_v) + \dot{m} c_{pv} \frac{d\bar{T}_v}{dr} = 2\pi r [GH_{SAT} + h_g T_{SAT} + h_p T_p - (h_g + h_p) \bar{T}_v] \quad (\text{V.56})$$

³moyennée sur l'axe z .

MODELISATION

On définit alors une température équivalente vue par le film pour ses échanges convectifs :

$$T_{eq} = \frac{h_g T_{SAT} + h_p T_p}{h_g + h_p} \quad (V.57)$$

Ceci permet de ré-écrire l'équation V.56, en utilisant le bilan massique $d\dot{m} = GdS_z$:

$$GH_v(\bar{T}_v) + \rho_v U_z \delta_v c_{pv} \frac{d\bar{T}_v}{dr} = GH_{SAT} + (h_g + h_p)(T_{eq} - \bar{T}_v) \quad (V.58)$$

ou encore, en utilisant l'expression V.52 de U_z :

$$\frac{Gc_v}{2} r \frac{d\bar{T}_v}{dr} = (h_g + h_p)(T_{eq} - \bar{T}_v) - Gc_{pv}(\bar{T}_v - T_{SAT}) \quad (V.59)$$

Physiquement, le terme d'échange convectif (premier terme du second membre) est positif si $T_{eq} > \bar{T}_v$. Il est la cause d'un éventuel réchauffement de l'écoulement (lorsqu'on passe de $r = 0$ à $r = R$). Par contre, le second terme est négatif et provoque un refroidissement. Dans l'absolu, le film de vapeur peut se refroidir si ce second terme l'emporte auquel cas la température \bar{T}_v peut être égale à T_{SAT} , sans passer sous cette valeur (car le second terme s'annule dans ce cas).

Si on appelle $\theta_\beta = T_\beta - T_{SAT}$ avec $\beta = [eq, v, p]$, alors :

$$\theta_{eq} = \frac{h_p}{h_g + h_p} \theta_p \quad (V.60)$$

et l'équation V.59 s'écrit :

$$\frac{d\theta_v}{dr} + \frac{k}{r} \theta_v = \frac{k_1}{r} \theta_{eq} \quad (V.61)$$

avec $k_1 = \frac{2(h_g + h_p)}{Gc_v}$ et $k = 2 + k_1$.

Cette équation s'intègre analytiquement :

$$\theta_v(r) = Ar^{-k} + \frac{k_1}{k} \theta_{eq} \quad (V.62)$$

Comme la température est forcément finie en $r = 0$, on a $A = 0$, ce qui signifie que la température moyenne débitante du film est indépendante du rayon :

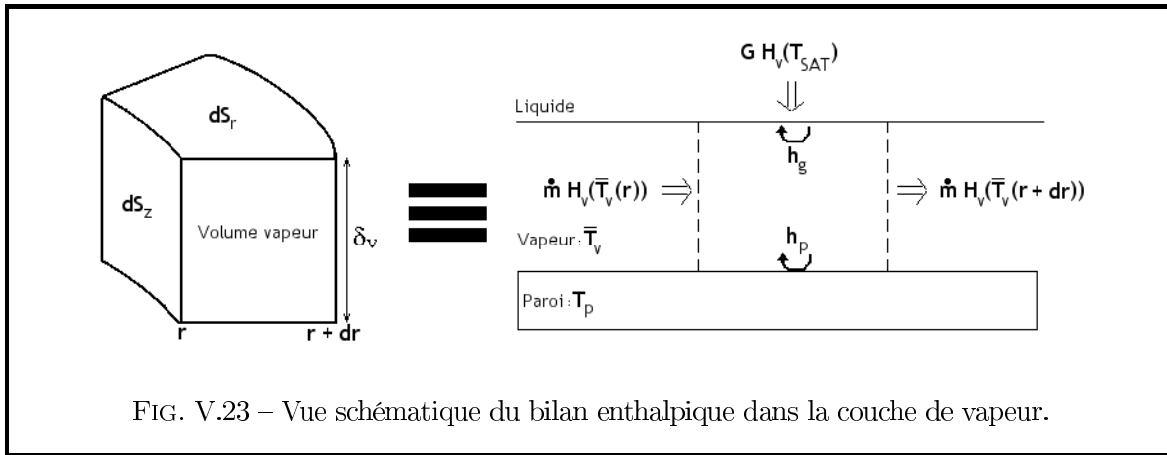
$$\theta_v = \frac{k_1}{k} \theta_{eq} = \frac{1}{1 + [Gc_{pv}/(h_g + h_p)]} \theta_{eq} \quad (V.63)$$

L'étude de l'ordre de grandeur des termes de l'équation montre que le terme Gc_{pv} est petit devant le terme $(h_g + h_p)$, ainsi on peut écrire que $\theta_v = \theta_{eq}$. Si de l'on suppose en outre que les coefficients d'échange sont égaux alors :

$$\theta_{eq} = \frac{h_p}{h_g + h_p} \theta_p = \frac{\theta_p}{2} \quad (V.64)$$

et donc :

$$\boxed{\bar{T}_v = \frac{T_p + T_{SAT}}{2}} \quad (V.65)$$



Synthèse et validation du modèle

La figure V.24 présente l'évolution de l'épaisseur de vapeur calculée à partir de l'équation V.51 pour $D_g = 145 \mu\text{m}$, $V_n = 4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $T_p = 600^\circ\text{C}$. L'évolution de l'épaisseur de vapeur est liée à l'évolution du diamètre d'étalement. Ainsi, pendant la phase d'étalement de la goutte correspondant à une augmentation du diamètre d'étalement, l'épaisseur de vapeur croît. Cette dernière observation peut s'expliquer par le fait que la goutte s'évapore d'autant plus que son diamètre d'étalement, et donc sa surface d'échange, augmente. L'augmentation de la quantité de vapeur ainsi produite entraîne une croissance de l'épaisseur de vapeur par conservation du débit vapeur sous la goutte.

L'ordre de grandeur et l'évolution, en fonction du temps, de l'épaisseur de vapeur est en adéquation avec les résultats issus de la littérature. La figure V.25 présente le résultat d'une étude numérique sur l'évolution de l'épaisseur de vapeur durant le temps de séjour de la goutte sur la plaque (Yu et al. [50]). On remarque que cette épaisseur est de quelques dizaines de micromètres et qu'elle est maximum pour la moitié du temps de séjour, *i.e.* au maximum de l'impact.

Comme présenté dans le paragraphe précédent, l'évaluation de l'évolution de $\delta_v(t)$ est basée sur l'utilisation de l'approximation de lubrification. Cette approximation est applicable, dans un premier temps, si le rayon d'étalement de la goutte est grand devant l'épaisseur de vapeur. La figure V.26 compare $R(t)$ et de $\delta_v(t)$ dans le cas d'une goutte de $145 \mu\text{m}$ impactant avec une vitesse normale de $4 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. On montre ainsi que l'ordre de grandeur du diamètre d'étalement ($\simeq 300 \mu\text{m}$) est bien supérieur à celui de l'épaisseur de vapeur ($\simeq 20 \mu\text{m}$) validant ainsi cette hypothèse. Cette dernière remarque a été généralisée sur la gamme de nombres de Weber étudiée.

Dans un deuxième temps, l'approximation de lubrification est valable si la condition suivante est

vérifiée :

$$Re_v = \frac{\rho_v U_{r,z} \delta_v}{\mu_v} < \frac{R(t)}{\delta_v(t)} \quad (V.66)$$

avec $U_{r,z}$ la vitesse caractéristique de l'écoulement définie comme la vitesse moyenne sur z et r de l'écoulement vapeur.

Cette moyenne est calculée à partir de l'expression de la vitesse obtenue via l'équation V.52 :

$$U_{r,z} = \frac{1}{R(t)} \int_0^{R(t)} U_z dr = \frac{1}{R(t)} \int_0^{R(t)} \frac{G}{2\delta_v \rho_v} r dr = \frac{G}{4\rho_v} \frac{R(t)}{\delta_v(t)} \quad (V.67)$$

On introduit l'expression de G de l'équation V.50 dans l'équation précédente. Ainsi, la vitesse $U_{r,z}$ s'écrit :

$$U_{r,z} = \frac{Nu \lambda_v (T_v - T_{SAT})}{2L_v^* \rho_v} \frac{R(t)}{\delta_v(t)^2} \quad (V.68)$$

Ainsi la condition à vérifier s'écrit :

$$Re_v = \frac{Nu \lambda_v (T_v - T_{SAT})}{2\mu_v L_v^*} \frac{R(t)}{\delta_v(t)} < \frac{R(t)}{\delta_v(t)} \quad (V.69)$$

La condition à vérifier se résume alors à la suivante :

$$\frac{Nu \lambda_v (T_v - T_{SAT})}{2\mu_v L_v^*} < 1 \quad (V.70)$$

Cette condition, ne dépendant pas des caractéristiques des gouttes impactantes, est vérifiée. En effet, on trouve une valeur de 0.5 pour le membre de gauche de l'équation précédente.

Enfin, la dernière hypothèse à vérifier concerne l'écoulement supposé stationnaire. Ainsi, on suppose le temps caractéristique de diffusion des gradients de vitesse sur l'épaisseur de vapeur faible devant le temps d'évolution de l'écoulement. En d'autres termes, il faut s'assurer que le temps caractéristique dynamique de l'écoulement ($t_{dyn} = \frac{\delta_v^2}{\nu_v}$ avec ν_v la viscosité cinématique de la vapeur) est inférieur au temps de séjour de la goutte sur la paroi. Dans le cas d'une goutte de diamètre $D_g = 145 \mu m$ impactant avec une vitesse normale de $4 m.s^{-1}$, l'ordre de grandeur de l'épaisseur de vapeur est de $20 \mu m$ (voir figure V.26). Dans ces conditions, le temps caractéristique dynamique de l'écoulement ($t_{dyn} = 0.02 ms$) est bien inférieur au temps de séjour de la goutte sur la paroi ($t_s = 0.5 ms$). Cette dernière remarque a été généralisée sur la gamme de nombres de Weber étudiée.

V.1.3. Modélisation de l'énergie prélevée

La combinaison des deux approches découplées dynamique et thermique (*i.e.* l'intégration de l'équation V.51 dans l'équation V.3) permet d'évaluer l'énergie prélevée à la paroi par l'impact d'une goutte d'eau :

$$\phi = \pi \left[\frac{8 \rho_v \rho_L L_v^* (a_n + g)}{9 \mu_v} (Nu \lambda_v (T_p - T_{SAT}) R_g)^3 \right]^{1/4} \int_0^{t_s} R(t) dt \quad (V.71)$$

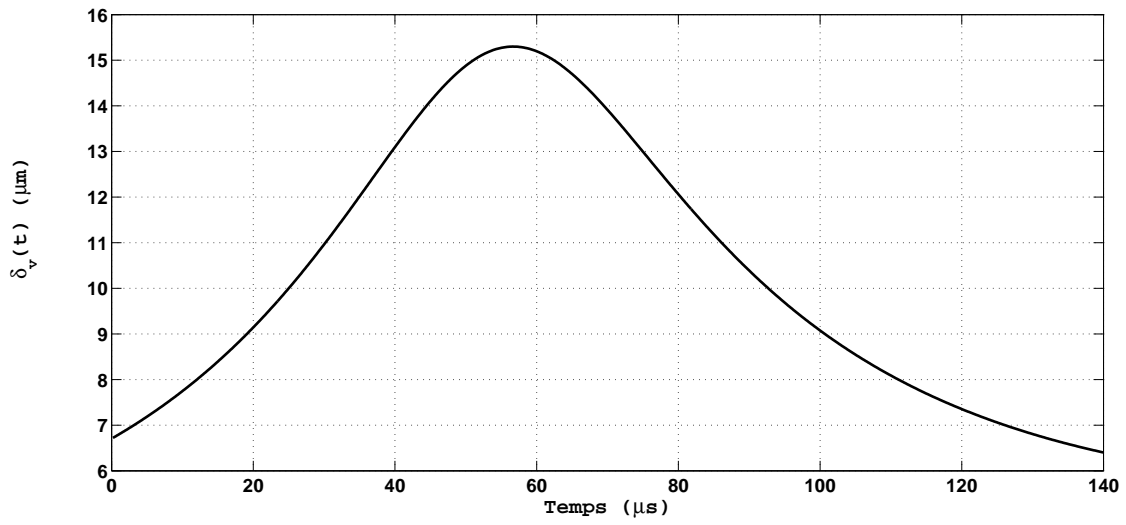


FIG. V.24 – $\delta_v(t)$ pour $D_g = 145 \mu\text{m}$, $V_n = 4 \text{ m.s}^{-1}$ et $T_p = 600^\circ\text{C}$.

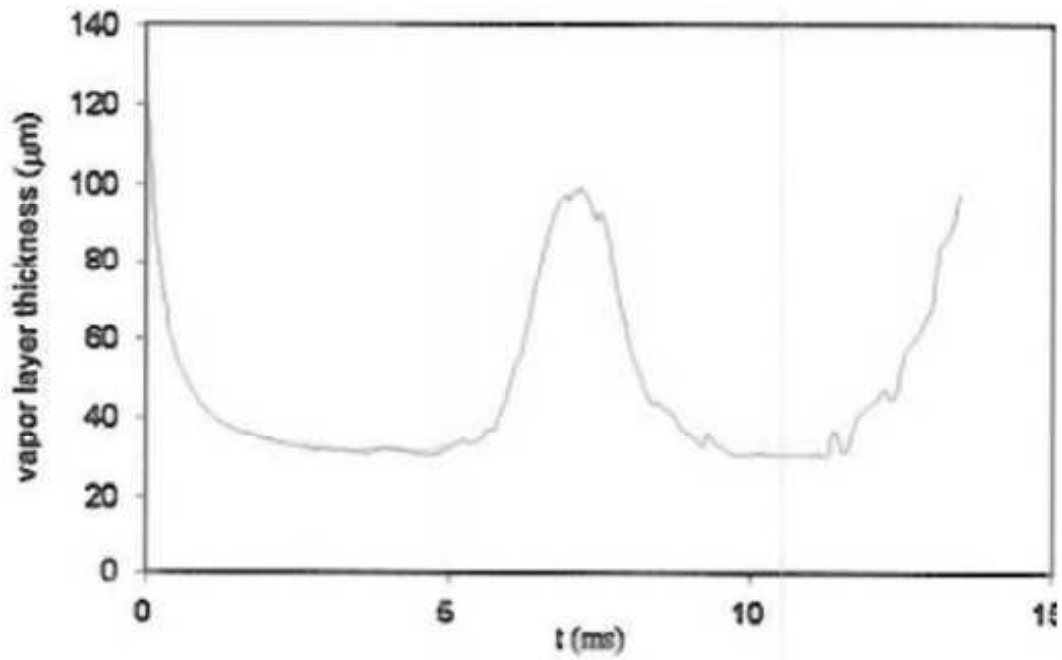


FIG. V.25 – Évolution de l'épaisseur de vapeur ($We = 15$) [50].

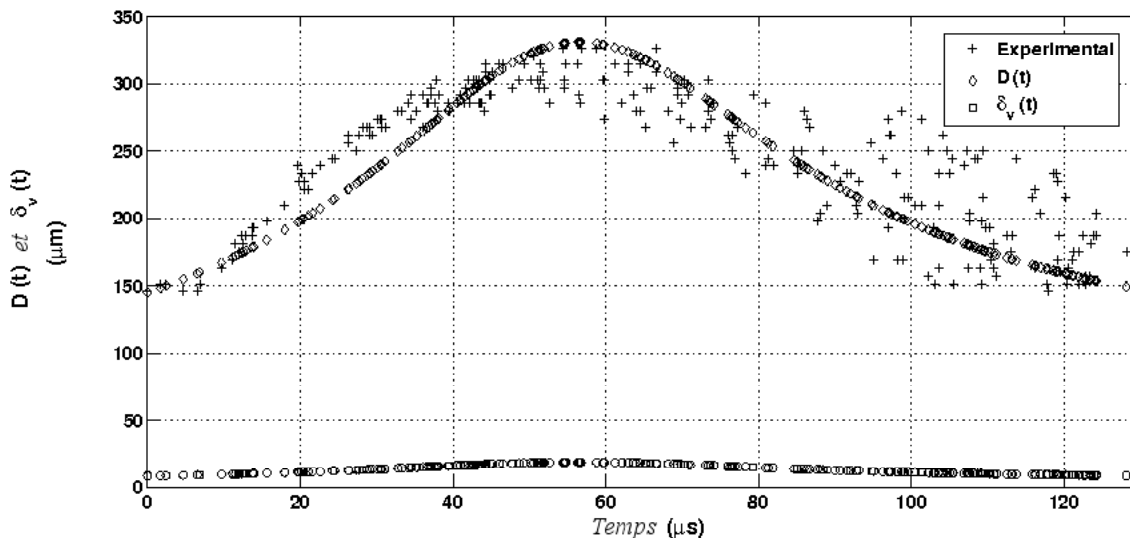


FIG. V.26 – $R(t)$ et $\delta_v(t)$ pour $D_g = 145 \mu\text{m}$, $V_n = 4 \text{ m.s}^{-1}$ et $T_p = 600^\circ\text{C}$.

Comme présenté dans les paragraphes précédents, l'évaluation de cette énergie prélevée, et plus précisément l'évolution du diamètre d'étalement, est basée sur l'hypothèse de conservation de volume de la goutte lors de l'impact. Autrement dit, la différence de diamètre de la goutte avant et après impact (ΔD) est supposée faible. ΔD est directement calculé à partir de l'efficacité de l'échange (Eq.II.7) :

$$\Delta D = D_g \left[1 - \sqrt[3]{1 - \epsilon} \right] \quad (\text{V.72})$$

La figure V.27 présente l'énergie perdue par la paroi impactée par une goutte d'eau ($D_g = 250 \mu\text{m}$, $V_n = 2.7 \text{ m.s}^{-1}$). Dans ce cas, l'efficacité de l'échange est évalué à $\epsilon = 0.02$. Cette ordre de grandeur est cohérent avec ceux issus de la littérature. Ainsi, la différence de diamètre est de l'ordre de $1 \mu\text{m}$ validant ainsi l'hypothèse de conservation de volume. Cette dernière remarque a été généralisée sur la gamme de nombres de Weber étudiée.

L'évolution théorique, obtenue par le présent modèle est également tracé sur la figure V.27. La dépendance de ϕ avec la température de paroi, T_p , est prédite de manière cohérente. Les phénomènes physiques observés pour des températures inférieures à celle de Leidenfrost ne sont pas pris en compte par notre modèle. La diminution de l'énergie perdue par la paroi est donc captée uniquement en régime de Leidenfrost. L'évolution de l'énergie théorique, estimée par l'équation V.71 et par le modèle de Guo et Mishima [19], est tracé sur la figure V.28. La figure V.28 présente un zoom de l'énergie perdue, uniquement en régime de Leidenfrost, dans les mêmes conditions que la figure V.27 à savoir $D_g = 250 \mu\text{m}$, $V_n = 2.7 \text{ m.s}^{-1}$. Ainsi, même si le modèle prévoit des valeurs plus faibles que l'expérience, l'ordre de grandeur de l'énergie prélevée (ϕ) est correctement prédite contrairement au modèle de Guo.

Expérimentalement, il a été montré que l'augmentation de la vitesse normale et du diamètre des gouttes entraîne une augmentation de l'énergie prélevée à la paroi : L'augmentation de l'énergie cinétique incidente (suite à l'augmentation de la vitesse normale ou du diamètre) des gouttes entraîne une augmentation de la surface d'échange (via celle du diamètre d'étalement) et du temps de séjour à l'origine de l'accroissement de l'énergie prélevée à la paroi. Cette double dépendance à la vitesse et au diamètre est précisément reproduite par notre modèle. Les figures V.29 et V.30 présentent l'évolution, expérimentale et théorique, de l'énergie échangée en fonction du diamètre des gouttes ($D_g = 130, 160, 250 \mu\text{m}$) pour plusieurs vitesses d'impact ($V_n = 2.5 \text{ m.s}^{-1}$ et $V_n = 3 \text{ m.s}^{-1}$).

Les résultats théoriques sont en bonnes adéquations avec les résultats expérimentaux. Le modèle proposé prédit de manière précise la dépendance de l'énergie échangée au diamètre, à la vitesse des gouttes impactantes et à la température de paroi.

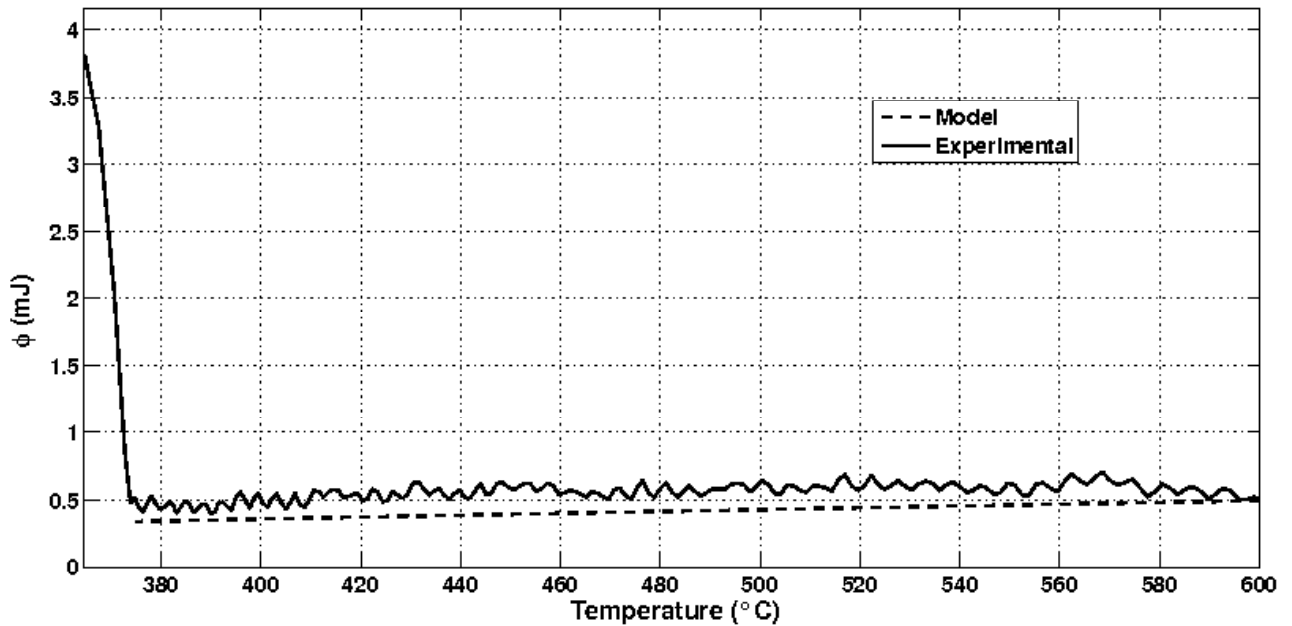


FIG. V.27 – Évolution expérimentale et théorique de l'énergie échangée en fonction de la température de paroi ($D_g = 250 \mu\text{m}$).

V.2 Généralisation du modèle pour l'application industrielle

L'application industrielle se propose d'étudier le rôle des gouttes, présentes dans l'écoulement vapeur, sur le refroidissement de géométries complexes de part leurs impacts. L'impact des gouttes et la modélisation réalisée doit être étroitement liée à la modélisation de la dynamique des gouttes dans l'écoulement

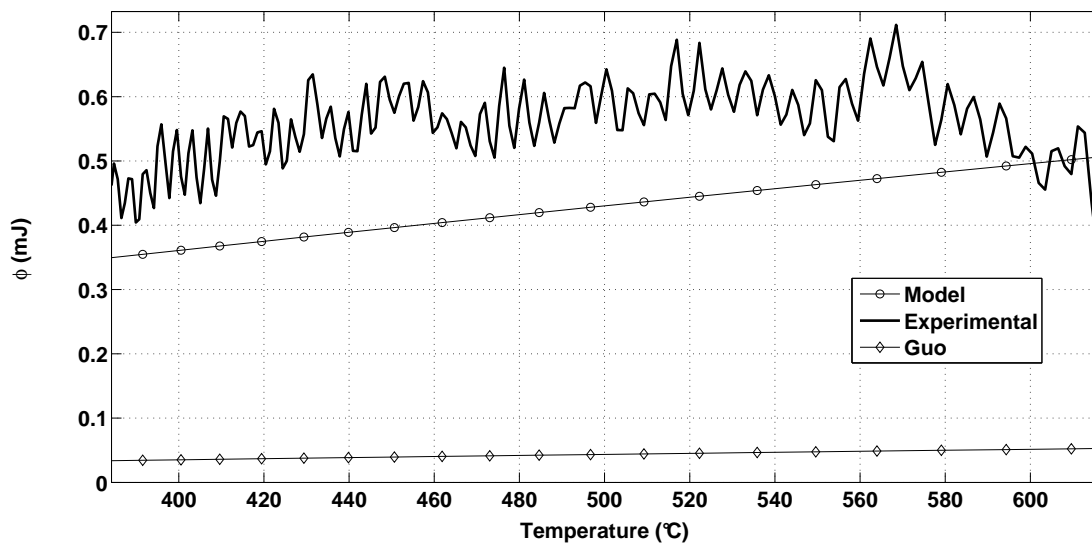


FIG. V.28 – Évolution expérimentale et théorique de l'énergie échangée en fonction de la température ($D_g = 250 \mu\text{m}$).

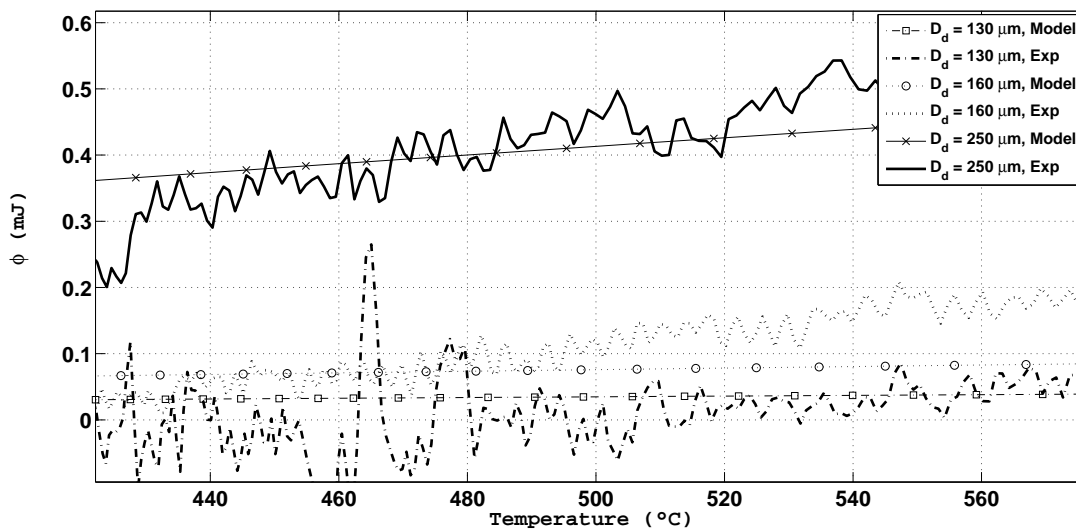


FIG. V.29 – Évolution expérimentale et théorique de l'énergie échangée en fonction de la température ($V_n = 2.5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$)

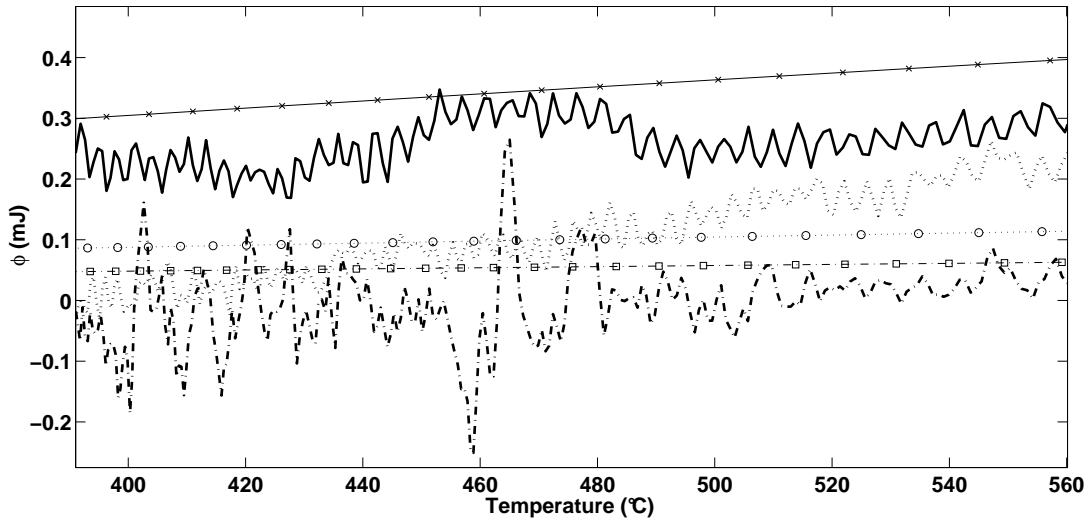


FIG. V.30 – Évolution expérimentale et théorique de l'énergie échangée en fonction de la température ($V_n = 3 \text{ m.s}^{-1}$)

vapeur et aux géométries complexes rencontrées.

En effet, dans le cas où les gouttes sont inertielles, cet impact peut provenir d'une intersection entre la trajectoire moyenne des gouttes et la paroi. A cela deux origines, la première étant que la vitesse initiale des gouttes éjectées au niveau du front de trempe n'est pas forcément verticale, la seconde provenant de la non verticalité des parois en entrée et en sortie des zones ballonnées. Dans le cas où les gouttes suivent l'écoulement de vapeur (traceurs de l'écoulement), la migration des gouttes vers la paroi peut avoir aussi deux origines. Soit leur mouvement moyen est dévié sous l'effet de forces (portance), soit la déviation est liée à l'agitation turbulente locale de l'écoulement vapeur et/ou des gouttes.

On montre donc la nécessité d'étendre notre modèle à une population de gouttes, en fonction des descripteurs de l'écoulement en proche paroi (vitesses moyennes, taux de présence des gouttes, énergie turbulente), et à des géométries complexes en fonction de l'inclinaison de la paroi. Ce paragraphe se propose de répondre à ces deux questions.

V.2.1. Généralisation du modèle à une géométrie complexe

Le modèle est développé pour un impact sur une plaque horizontale. Dans le cas de géométrie complexe plus représentative de l'application industrielle, les gouttes impactent sur des parois inclinées. L'angle d'inclinaison de la plaque par rapport à la normale peut aller de 0 à 90°. Ainsi, la généralisation du modèle passe par l'étude de l'inclinaison de la paroi et ainsi par l'étude du rôle de la gravité sur le flux échangé.

Le postulat, à la base de la modélisation proposée, est que l'échange entre la goutte et la paroi est gouverné par l'écoulement vapeur sous la goutte. Cet écoulement vapeur est directement une conséquence de la dynamique de la goutte et de son étalement. L'étude de l'effet de la gravité sur l'échange goutte/paroi passe donc par l'étude de son influence sur la dynamique d'étalement de la goutte sur la paroi. Comme évoqué précédemment, l'étalement de la goutte est gouverné par son inertie. Ainsi, la gravité semble pouvoir être négligée. Des premières images expérimentales d'impact de gouttes sur parois inclinées sont à disposition (Fig.V.31). A première vue, la dynamique d'étalement semble ne pas dépendre de l'inclinaison de la plaque. Cette observation doit être validée par un traitement numérique des images. Pour ce faire, le programme de post-traitement, présenté dans le chapitre précédent, est en cours d'adaptation et permettra à terme de traiter ce genre d'images.

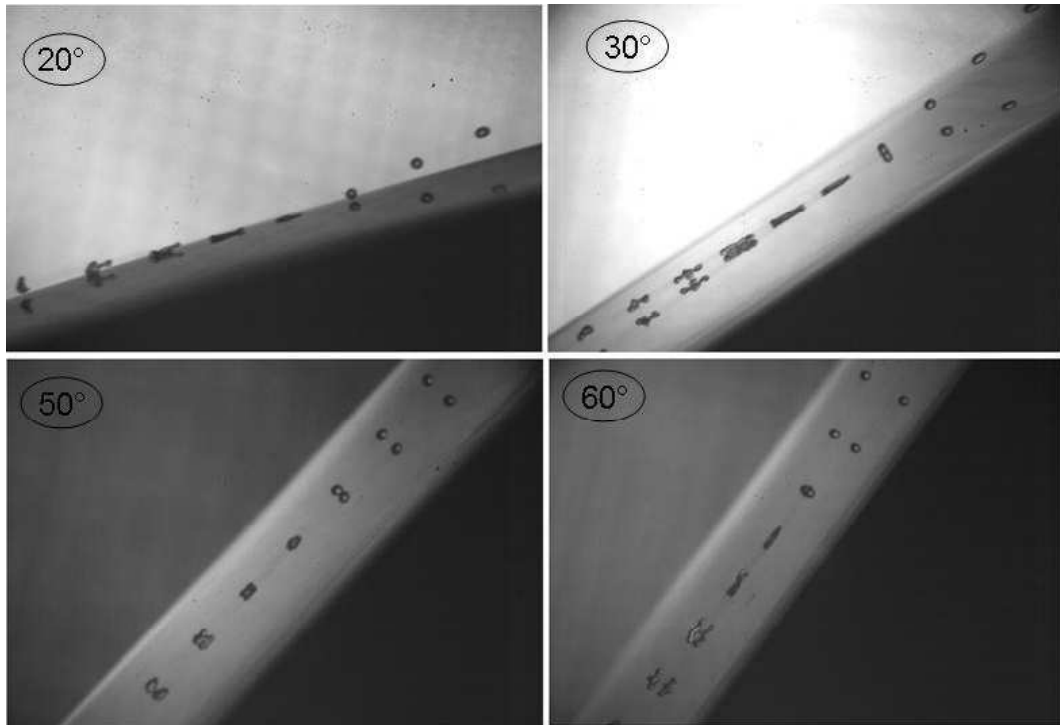


FIG. V.31 – Impact de gouttes sur paroi inclinée ($D_g = 100 \mu\text{m}$, $V_n = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$).

V.2.2. Généralisation du modèle à une population de gouttes impactantes

Pour passer de l'énergie échangée entre une goutte et la paroi au flux échangé par une population de gouttes impactantes, le taux de dépôt de gouttes sur la paroi, noté \dot{m}_D est introduit :

$$\phi \text{ (W.m}^{-2}\text{)} = \frac{\dot{m}_D}{m_g} Q_g \tag{V.73}$$

avec m_g la masse de la goutte.

Kataoka [28] évalue le taux de gouttes déposées en faisant intervenir le Reynolds de la goutte et les propriétés physiques des deux phases :

$$\dot{m}_D = \frac{\mu_L}{D_g} 0.022 \text{Re}_g^{0.74} \left(\frac{\mu_V}{\mu_L} \right)^{0.26} E^{0.74} \quad (\text{V.74})$$

avec $\text{Re}_g = \frac{\rho_L J_g D_g}{\mu_L}$. J_g est la vitesse superficielle de la goutte. Dans le cas d'un écoulement à phase dispersée, Kataoka préconise de prendre $E = 1$.

D'autres auteurs évaluent directement \dot{m}_D en postulant que le taux de déposition est directement proportionnel à la concentration des gouttes (C) dans l'écoulement vapeur ([19], [21]) :

$$\dot{m}_D = k C \quad (\text{V.75})$$

Le coefficient de proportionnalité, k , est directement corrélé au caractéristique de l'écoulement vapeur et à la dynamique des gouttes dans cet écoulement. Plusieurs auteurs ont travaillé sur la modélisation de ce coefficient. Paleev [37] a développé une corrélation applicable pour de faible valeur de vitesses de gouttes. Cette corrélation est basée sur le principe que ce taux est contrôlé par la diffusion turbulente. Elle est ainsi basée sur une analyse physique détaillée de la structure de l'écoulement :

$$k = J_g 0.022 \text{Re}^{-0.25} \left(\frac{C}{\rho_L} \right)^{-0.26} \left(\frac{\rho_V}{\rho_L} \right)^{0.26} \quad (\text{V.76})$$

On peut également citer le modèle de Whalley et Hewitt [23] faisant intervenir la vitesse de cisaillement au niveau de la couche limite dynamique :

$$k = 87 u_\tau \sqrt{\frac{\mu_L^2}{D_h \sigma \rho_L}} \quad (\text{V.77})$$

avec $u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho_v}}$, τ_w étant le tenseur des contraintes de cisaillement.

Ces corrélations s'appliquent à une grande échelle (échelle système) considérant le taux d'impact sur la géométrie complète en fonction de l'écoulement observé dans cette géométrie. Dans le cas de l'utilisation du code NEPTUNE_CFD, la résolution des équations de Navier-Stokes est basée sur une discrétisation spatiale de notre géométrie en mailles élémentaires de l'ordre du m^3 . De plus, un raffinement du maillage en proche paroi est nécessaire pour la bonne résolution de l'écoulement au niveau de la couche limite dynamique. On considère dans l'application du modèle, que tout liquide présent dans la maille proche paroi est considéré comme échangeant thermiquement avec la paroi. Ainsi à l'échelle d'une maille élémentaire, le coefficient de proportionnalité, k , est assimilé comme étant directement la composante

MODELISATION

normale (perpendiculaire à la paroi) de la vitesse des gouttes ([38] et [35]). Dans notre cas, la taille de la maille proche paroi étant plus petite que l'épaisseur de couche limite, la vitesse du liquide dans cette maille peut être assimilée à la vitesse impactante. Ainsi, le flux implanté dans le code NEPTUNE_CFD s'écrit :

$$\phi \text{ (W.m}^{-2}\text{)} = \frac{V_n C}{m_g} Q_g \quad (\text{V.78})$$

avec $C = (1 - \alpha_v) \rho_L$.

Ainsi, on écrit :

$$\phi \text{ (W.m}^{-2}\text{)} = \frac{V_n (1 - \alpha_v) \rho_L}{m_g} Q_g \quad (\text{V.79})$$

Nomenclature du chapitre

a	Accélération	$[m.s^{-2}]$
A	Surface d'une goutte éllipsoïde	$[m^{-2}]$
C_p	Chaleur spécifique	$[J.kg.K^{-1}]$
D_g	Diamètre initial de la goutte	$[m]$
D	Diamètre d'étalement	$[m]$
D_{moyen}	Diamètre moyen de la goutte	$[m]$
e	excentricité	$[/]$
E_s	Énergie potentielle	$[J]$
E_c	Énergie cinétique	$[J]$
F_r	Force répulsive	$[N]$
G	Débit d'évaporation	$[kg.m^2.s^{-1}]$
g	Accélération de la pesanteur	$[m.s^{-2}]$
H_v	Enthalpie de la vapeur	$[J]$
h	Coefficient convectif	$[W.m^{-1}.K^{-1}]$
k	Constante de raideur	$[N.m^{-1}]$
m	Masse	$[kg]$
\dot{m}	Débit massique de vapeur	$[kg.s^{-1}]$
Nu	Nombre de Nusselt	$[/]$
P_v	Pression de la vapeur	$[Pa]$
P_0	Pression atmosphérique	$[Pa]$
Q	Énergie	$[J]$
R	Rayon d'étalement	$[m]$
R_g	Rayon initial de la goutte	$[m]$
r_d	Facteur d'amortissement	$[/]$
S	Surface	$[m^2]$
t	Variable de temps	$[s]$
t_s	Temps de séjour de la goutte sur la paroi	$[s]$
T	Température	$[^{\circ}]$
\bar{T}	Température moyenne	$[^{\circ}]$
U	Variable réduite	$[/]$
U_i	Vitesse moyenne de la vapeur selon l'axe i	$[m.s^{-1}]$
u_i	Composante selon l'axe i de la vitesse de la vapeur	$[m.s^{-1}]$
V	Volume	$[m^3]$

MODELISATION

W	Travail de la goutte lors de sa déformation	[J]
We	Nombre de Weber	[/]
Y_i	Position de la masse i	[m]
\dot{Y}_i	Vitesse de la masse i	[$m.s^{-1}$]
LETTRES GRECQUES		
δ	Variable réduite	[/]
δ_v	Épaisseur de la couche vapeur	[m]
η	Constante d'amortissement	[$kg.s^{-1}$]
λ	Conductivité thermique	[$W.m^{-1}.K^{-1}$]
μ	Viscosité dynamique	[$Pa.s^{-1}$]
ρ	Masse volumique	[$kg.m^{-3}$]
σ	Tension superficielle	[$N.m^{-1}$]
ω_0	Pulsation propre du système masse/ressort	[s^{-1}]
ω_1	Pulsation du régime libre sous critique	[s^{-1}]
INDICES		
eq	Équivalent	
g	Goutte	
L	Liquide	
n	Normal à la paroi	
p	Paroi	
SAT	Saturation	
.	séparateur décimal	

Sixième Partie

CONCLUSION

Ce travail de thèse est motivé par un besoin industriel précis, à savoir l'étude du refroidissement d'un cœur de REP en situation d'APRP. Pour ce faire, l'IRSN et plus particulièrement la Direction de la Prévention des Accidents Majeurs, a démarré un vaste programme d'études sur la thermohydraulique locale à partir de simulations à l'échelle CFD réalisées avec le code de calcul NEPTUNE_CFD. Les études envisagées concernent la simulation de la thermohydraulique et du couplage avec la thermique de paroi dans une zone où le refroidissement du cœur est uniquement assuré par un écoulement vapeur surchauffé chargé en gouttes d'eau sous-refroidies. Pour ce faire, il est nécessaire de développer des modélisations de phénomènes non pris en compte par le code. Ce travail de thèse s'est intéressé plus particulièrement à l'interaction entre les gouttes et la paroi. Ainsi, cette étude s'articule autour de trois axes :

- un axe expérimental nécessaire à la compréhension du phénomène d'interaction gouttes/paroi,
- un axe de modélisation physique des phénomènes. Cette modélisation a été validée à partir des observations et des résultats expérimentaux,
- un axe de développement de code dans lequel les résultats de l'axe précédent sont intégrés.

Ainsi, le premier volet de notre étude a consisté à mettre au point une installation expérimentale permettant une mesure fine d'un paramètre clef gouvernant l'échange gouttes/paroi : le diamètre d'étalement de la goutte sur la paroi, et le flux échangé gouttes/paroi.

L'installation expérimentale consiste en un échantillon de Nickel chauffé et instrumenté sur ces deux faces (inférieure et supérieure). Ainsi, deux types de mesures sont réalisés :

- Les caractéristiques dynamiques des gouttes incidentes (vitesse, diamètre et angle d'impact des gouttes) ainsi que l'évolution du diamètre d'étalement des gouttes au cours de l'impact sont mesurées. Pour ce faire, l'impact du train de gouttes mono-dispersées sur la face avant est filmé par une

CONCLUSION

caméra rapide. Les mesures des caractéristiques des gouttes incidentes et du diamètre d'étalement sont réalisées par traitement numérique de ces images.

L'étude de l'influence du nombre de Weber (basé sur la vitesse normale des gouttes) sur l'étalement de la goutte a été effectuée. Il a été trouvé que l'augmentation du nombre de Weber, à la suite de l'augmentation de l'énergie cinétique basée sur la vitesse normale des gouttes incidentes, entraîne un étalement plus important de la goutte sur la paroi. De plus, des mesures de diamètre d'étalement ont été réalisées pour 7 fluides de propriétés physiques différentes (Isopropanol, Eau, Décane, Heptane, Hexanol, Ethanol, Acétone). Ainsi, l'effet de la viscosité sur l'étalement a été mis en relief. De manière générale, il a été montré qu'une goutte s'étale d'autant plus que sa viscosité est faible.

- Le flux échangé gouttes/paroi est estimé à partir de la mesure du champ de température en face arrière de l'échantillon par caméra infrarouge. En effet, ce travail de thèse a permis de mettre au point une méthode inverse de conduction permettant de remonter au flux moyen extrait en face avant à partir de mesures de température effectuées sur la face opposée. Ce modèle est basé sur la résolution, dans un référentiel cylindrique, de l'équation 2D de la chaleur. L'utilisation de transformées de Laplace en temps et de Hankel en espace, permet l'obtention d'un modèle linéaire entre la température mesurée et le flux échangé gouttes/paroi. Cette résolution est basée sur une représentation quadripolaire. Le problème inverse étant mal-posé, le bruit expérimental, inhérent à toutes mesures, a un impact sur la solution obtenue (les conditions d'existence, d'unicité et de continuité de la solution ne sont pas vérifiées). Ce problème est résolu en utilisant une technique de régularisation par troncature de spectre de Hankel basée sur un estimateur des moindres carrés ordinaires.

Expérimentalement, l'effet de la vitesse et du diamètre des gouttes sur le flux échangé a été étudié. Il a été montré que les paramètres dynamiques des gouttes incidentes ont un effet sur le flux échangé. De manière générale, toute modification d'une grandeur intervenant dans l'énergie cinétique, affecte le flux échangé. Ces essais ont également permis la réalisation d'une vaste base de données.

Le deuxième volet de cette thèse concerne l'élaboration d'un modèle analytique du flux échangé gouttes/paroi. En régime de rebond, un film de vapeur est créé entre la paroi et la goutte, du fait de son évaporation. L'échange gouttes/paroi est donc un échange convectif entre la vapeur et la paroi. La modélisation de ce flux convectif dépend directement de la modélisation du diamètre d'étalement de la goutte, de cette épaisseur de vapeur et du temps de séjour de la goutte sur la paroi.

L'étude bibliographique a montré que d'importants travaux de modélisation ont été effectués sur le temps de séjour d'une goutte impactant une paroi en régime de rebond. La corrélation de Bianco, validée expérimentalement dans le cas de l'impact de gouttes d'eau, est utilisée dans cette étude.

Le modèle du diamètre d'étalement est réalisé à partir d'une analogie avec un système masse/ressort. La masse de la goutte est répartie en deux points de masses identiques séparés par un ressort amorti.

La constante de raideur joue le rôle de la tension superficielle de la goutte qui contraint sa déformation et la constante d'amortissement joue le rôle de la dissipation visqueuse due à l'écoulement interne dans la goutte. Ce modèle fournit des résultats cohérents avec nos résultats expérimentaux.

Le modèle de l'épaisseur de vapeur est basé sur une étude de l'écoulement vapeur sous la goutte. La résolution des équations de Navier-Stokes dans la couche de vapeur, sous certaines hypothèses vérifiées *a posteriori*, permet une évaluation théorique de cette épaisseur. L'ordre de grandeur obtenu est en adéquation avec les résultats présents dans la littérature.

Enfin, les résultats du modèle de flux échangé gouttes/paroi est en adéquation avec les résultats expérimentaux précédemment obtenus. La dépendance du flux au diamètre, à la vitesse des gouttes et à la température de la paroi, est correctement prise en compte par notre modèle.

La finalité de ce travail de thèse est d'intégrer ce modèle d'échange gouttes/paroi dans le code de calcul NEPTUNE_CFD. Ce code utilise une approche de type RANS¹ utilisant une approche moyennée en espace et en temps de toutes les grandeurs physiques de l'écoulement. La prise en compte des échanges gouttes/paroi se fait par modification des termes sources de l'équation de bilan de masse des deux phases et ce uniquement pour la maille proche de la paroi. A terme, la prise en compte de l'ensemble des phénomènes physiques non modélisés dans le code (rayonnement ...) devrait permettre une simulation complète du refroidissement d'un assemblage de crayons ballonnés d'un cœur de REP en situation d'APRP.

¹Reynolds Averaged Navier-Stokes

Bibliographie

- [1] F. Akao, K. Araki, S. Mori, and A. Moriyama. Deformation behaviors of a liquid droplet impinging onto hot metal surface. *ISIJ Int*, 20 :737–743, 1980.
- [2] C. Amiel. *Application de techniques optiques à l'étude du comportement dynamique et thermique de gouttes en interaction avec une paroi chauffée*. PhD thesis, ENSAE, Toulouse, France, 2003.
- [3] Baker and Hugh. *Alloy phase diagrams*. ASM handbook, 1992.
- [4] J.V. Beck and K.J. Arnold. *Parameter estimation in engineering and science*. Wiley and Sons, 1977.
- [5] A.L. Biance, F. Chevy, C. Clanet, G. Lagudeau, and D. Quere. On the elasticity of an inertial liquid shock. *J. Fluid Mech.*, pages 47–66, 2006.
- [6] G. Bleiker and E. Specht. Film evaporation of drops of different shape above a horizontal plate. *International Journal of Thermal Sciences*, pages 835–841, 2007.
- [7] G. Castanet, T. Lienart, and F. Lemoine. Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, pages 670–679, 2009.
- [8] S. Chandra and C.T. Avedisian. On the collision of a droplet with a solid surface. *Proc. R. Soc. Lond.*, 432 :13–41, 1997.
- [9] J.C. Chen and K.K. Hsu. Heat transfer during liquid contact on superheated surfaces. *J. Heat Transfer*, 117 :693–697, 1995.
- [10] R.H. Chen, S.L. Chiu, and T.H. Lin. Resident time of a compound drop impinging on a hot surface. *Applied Thermal Engineering*, pages 2080–2085, 2006.
- [11] R.H. Chen, S.L. Chiu, and T.H. Lin. Resident time of a compound drop impinging on a hot surface. *Applied Thermal engineering*, 27 :2079–2085, 2007.
- [12] S.L. Chiu and T.H. Lin. Experiment on the dynamics of a compound drop impinging on a hot surface. *Physics of Fluids*, 17 :103–122, 2005.
- [13] J. Dewitte. *Modélisation de l'impact d'un brouillard de gouttes en évaporation et sous pression sur une paroi chauffée*. PhD thesis, ENSAE, Toulouse, France, 2006.
- [14] P. Dunand. Etude de l'interaction d'un jet mono-disperse sur une paroi chauffée. Technical Report Rapport PFE, ENSEM, 2007.

-
- [15] G.S. Emmerson. The effect of pressure and surface material on the leidenfrost point of discrete drops of water. *Journal of Heat and Mass transfer*, 18 :381–386, 1975.
- [16] SA. Fairbairn and BDG. Piggott. *Flow and heat transfert in PWR rod bundles in the presence of blockage due to clad ballooning*. Experimental Data Report, 1984.
- [17] Y. Ge and L.S. Fan. Three-dimensional simulation of impingement of a liquid droplet on a flat surface in the leidenfrost regime. *Physics of fluids*, pages 1–20, 2005.
- [18] Y. Ge and L.S. Fan. 3-d modeling of the dynamics and heat transfer characteristics of subcooled droplet impact on a surface with film boiling. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, pages 4231–4249, 2006.
- [19] Y. Guo and K. Mishima. A non equilibrium mechanistic heat transfer model for post dryout dispersed flow regime. *Experimental thermal and fluid science*, pages 861–869, 2002.
- [20] J. Hadamard. *Lectures on Cauchy’s problem in linear partial differential equations*. Yale University Press, 1923.
- [21] T.J. Hanratty, B.D. Woods, I. Iliopoulos, and L. Pan. the roles of interfacial stability and particle dynamics in multiphase flows : a personal viewpoint. *Int. J. Multiphase Flow*, 1999.
- [22] N. Hatta, H. Fujimoto, K. Kinoshita, and H. Takuda. Collision dynamics of a water droplet impinging on a rigid surface above the leidenfrost temperature. *ISIJ Int*, 35 :50–55, 1995.
- [23] G.F. Hewitt. *Pressure drop, Handbook of Multiphase System*. Hemisphere Publishing Corporation, Washington DC, 1982.
- [24] S. Inada, Y. Miyasaka, K. Sakamoto, and K. Hojo. Liquid-solid contact state and fluctuation of the vapor film thickness of a droplet impinging on a heated surface. *J. Chem. eng.*, page 463, 1988.
- [25] S. Inada and W.J. Yang. Film boiling heat transfer for saturated drops impinging on a heating surface. *Int. J. Heat and Mass transfer*, pages 2588–2591, 1994.
- [26] Y.J Jiang, A. Umemura, and C.K. Law. An experimental investigation on the collision behaviour of hydrocarbon drop. *J. Fluid Mech*, pages 171–190, 1992.
- [27] A. Karl and A. Frohn. Experimental investigation of interaction processes between droplets and hot walls. *Physics of fluids*, 12 :785, 2000.
- [28] I. Kataoka, M. Ishii, and A. Nakayama. Entrainment and deposition rates of droplets in annular two-phase flow. *Int. J. of heat and Mass Transfer*, pages 1573–1589, 2000.
- [29] G.E. Kendall. *Heat transfer to impacting drops and post critical heat flux dispersed flow*. PhD thesis, Dept. of Mechanical Engineering, 1978.
- [30] J.G. Leidenfrost. On the fixation of water in diverse fire. *Int. J. Heat Mass Transfer*, 9 :1153–1166, 1966.

BIBLIOGRAPHIE

- [31] D. Maillet, S. Andre, J.C. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne. *Thermal quadrupoles : solving the heat equation through intergral transforms*. Wiley, 2000.
- [32] D. Maillet and D. Petit. Techniques inverses et estimation de paramètres. *Technique de l'ingénieur*, 2008.
- [33] K. Makino and I. Michiyoshi. The behavior of a water droplet on heated surfaces. *J. Heat Mass Transfer*, 27 :781–791, 1984.
- [34] C.H.R. Mundo, M. Sommerfeld, and C. Tropea. Droplet-wall collisions : experimental studies of the deformation and break-up process. *Int. J. of Multiphase flow*, 21 :151–173, 1995.
- [35] R.I. Nigmatulin, B.I. Nigmatulin, Y.D. Khodzhaev, and V.E. Kroshilin. Entrainment and deposition rates in a dispersed film flow. *Int. J. of Multiphase flow*, pages 19–30, 1996.
- [36] A. Outtara, D. Maillet, M. Gradeck, B. Remy, and M. Lebouché. Estimation of wall conditions for transient water-jet cooling of hot metal (using an inverse heat conduction based on an analytical model). In *Eurotherm*, Eindhoven, September 2008.
- [37] I.I. Paleev and B.S. Filippovich. Phenomena of liquid transfer in two-phase dispersed annular flow. *Int. J. of heat and Mass Transfer*, page 1089, 1966.
- [38] L. Pan and T.J. Hanratty. Correlation of entrainment for annular flow in vertical pipes. *Int. J. of Multiphase flow*, pages 363–384, 2002.
- [39] M. Pasandideh-Fard, S.D. Aziz, S. Chandra, and J. Mostaghimi. Cooling effectiveness of a water drop impinging on a hot surface. *Int. Journal of heat and fluid flow*, 22 :201–210, 2001.
- [40] C.O. Pederson. An experimental study dynamic behavior heat transfer characteristics water droplets impinging upon heated surface. *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, pages 369–381, 1970.
- [41] L. Rayleigh. On the capillary phenomena of jet. *Proc. R. Soc. London*, 29 :71–97, 1897.
- [42] A.D. Richard, C. Clanet, and D. Quere. Surface phenomena : contact time of a bouncing drop. *Nature*, page 811, 2002.
- [43] R. Rioboo, c. Tropea, and M. Marengo. Outcomes from a drop impact on solid surfaces. *Atomization and Sprays*, 11 :155–165, 2001.
- [44] F. Rioult. *Cinétique et mécanismes de corrosion sèche d'un cermet à base de Cu-Ni*. PhD thesis, Ecole nationale des mines, 2005.
- [45] M.H. Shi, T.C. Bai, and J. Yu. Dynamic behavior and heat transfer of a liquid droplet impinging on a solid surface. *Experimental Thermal and Fluid Science*, pages 202–207, 1993.
- [46] S. Sikalo, M. Marengo, C. Tropea, and E.N. Ganic. Analysis of impact of droplets on horizontal surfaces. *Experimental Thermal and Fluid Sciences*, 25 :503–510, 2002.
- [47] Z. Tamura and Y. Tanasawa. Evaporation and combustion of a drop contacting with a hot surface. *Proc. 7th Int. Symposium on Combustion*, 1959.

-
- [48] T. Ueda, Enomoto T, and Kanetsuki M. Heat transfer characteristic and dynamic behavior of saturated droplets impinging on a heated vertical surface. In *Bulletin of the JSME*, 1979.
- [49] L.H. Wachters and N.A.J. Westerling. *Chem. Engng Sci*, 21 :1041, 1966.
- [50] Zhao Yu, Yang Ge, and L.S fan. Multi-scale simulation of oblique collisions of a droplet on a surface in the leidenfrost regime. *Chemical Engineering Science*, pages 3462–3472, 2007.

Table des matières

Annexe A :

Photographies de l'installation expérimentale ii

Annexe B :

Résultats expérimentaux sur le diamètre d'étalement..... vi

Cas de l'eauvi

Cas du décane x

Cas de l'acétone xiii

Cas de l'heptane xv

Cas de l'isopropanol xvii

Cas de l'hexanol xix

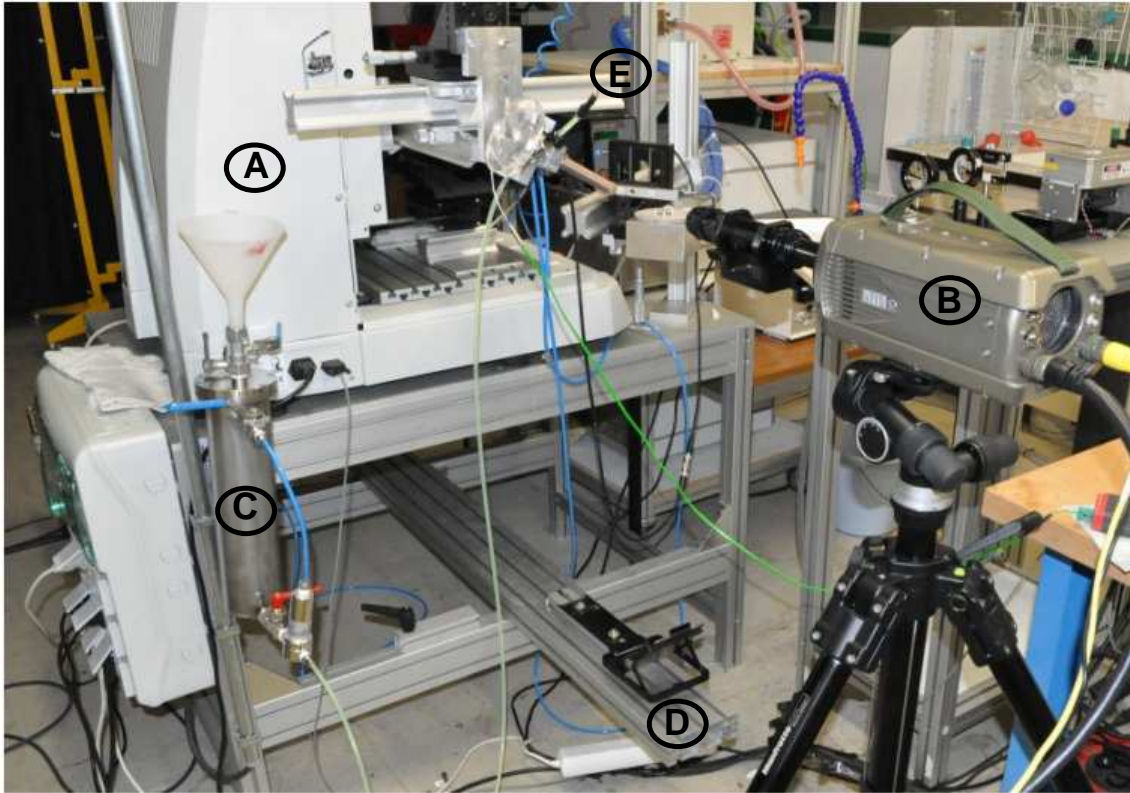
Cas de l'éthanol xxi

Annexe C :

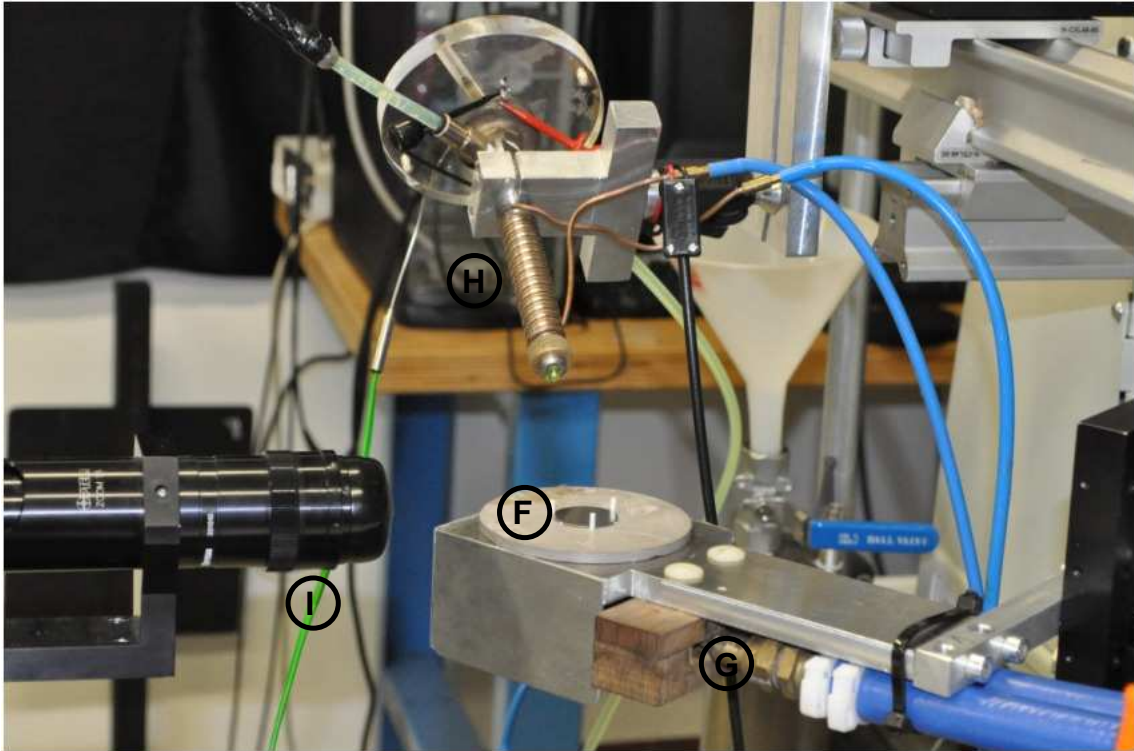
Résultats expérimentaux sur le flux gouttes/paroi..... xxv

Annexe A :

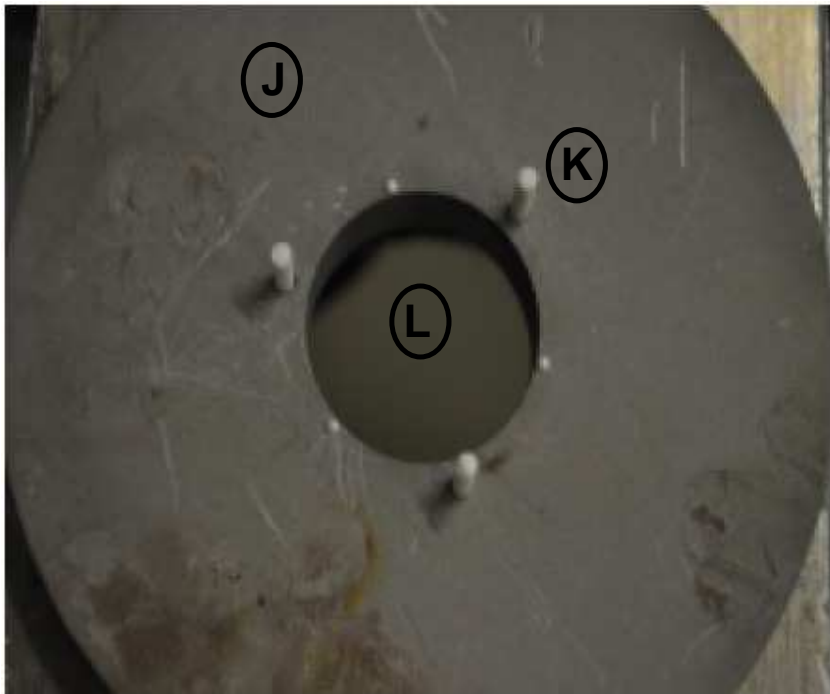
Photographies de l'installation expérimentale.



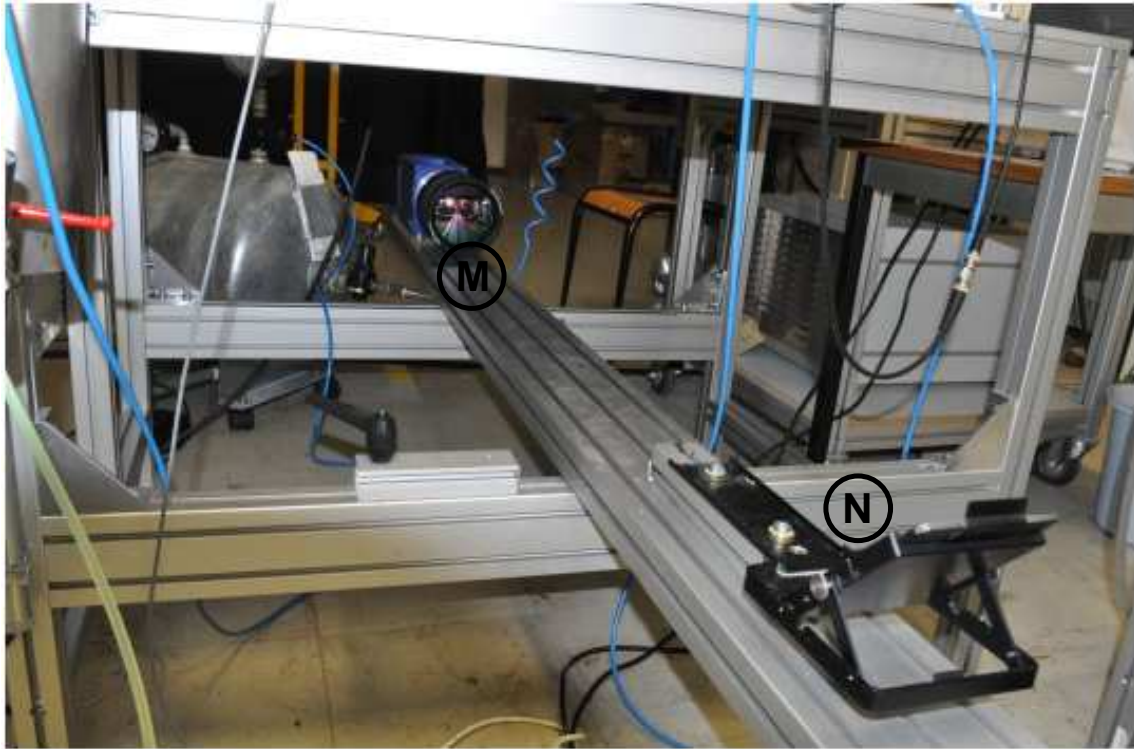
- A : Robot de déplacement,**
- B : Caméra rapide,**
- C : Réservoir d'eau,**
- D : Banc de la caméra rapide, miroir,**
- E : Injecteur, porte échantillon,**



F : Porte échantillon et échantillon,
G : Inducteur,
H : Injecteur,
I : Objectif de la caméra rapide,



J : Porte échantillon en Stumatite,
K : Picots de Quartz,
L : Emplacement de l'échantillon de Nickel,



M : Caméra Infra-rouge,
N : Miroir,



**O: Porte échantillon,
N : Spires inductives.**

Annexe B :

Résultats expérimentaux sur le diamètre d'étalement.

I/ Cas de l'eau

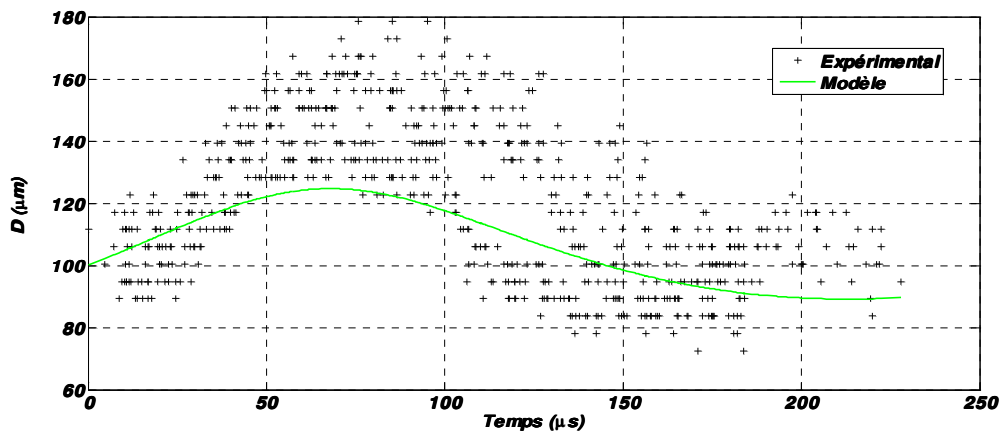


Fig.1 : $D_g = 100 \mu\text{m}$, $V_n = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 500^\circ\text{C}$

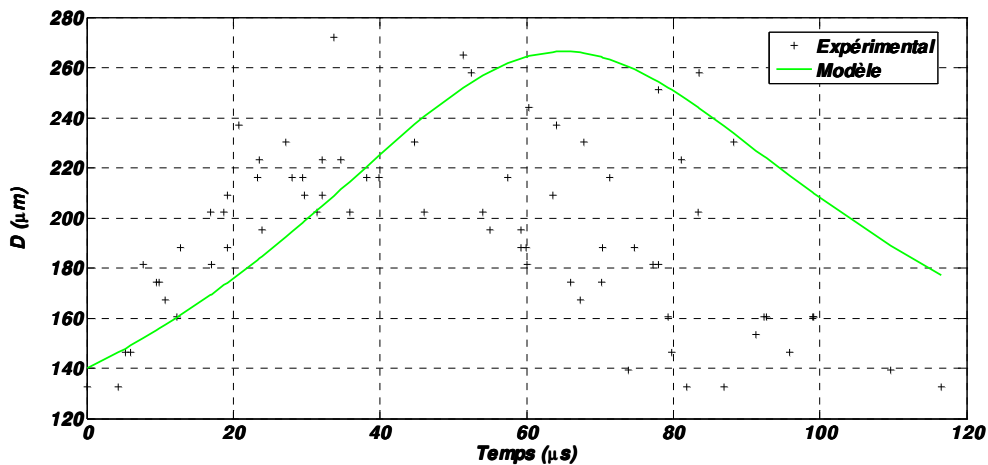


Fig.2 : $D_g = 140 \mu\text{m}$, $V_n = 2.88 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 500^\circ\text{C}$

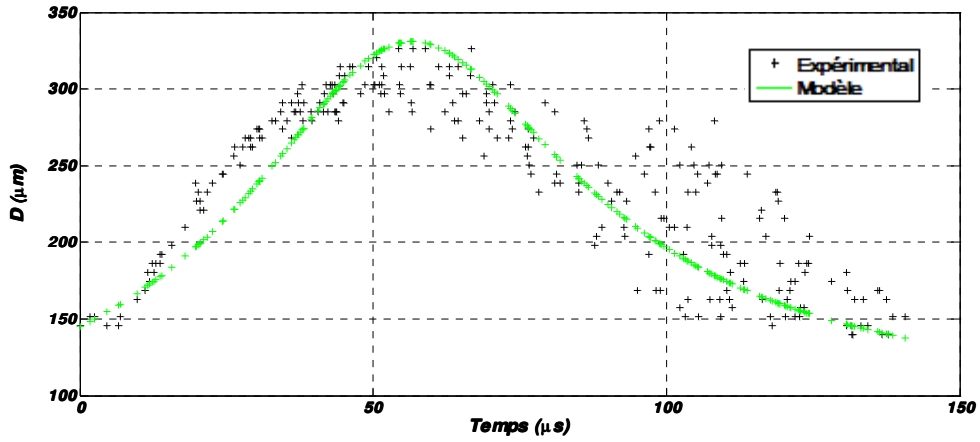


Fig.3 : $D_g = 145 \mu m, V_n = 3.88 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^\circ C$

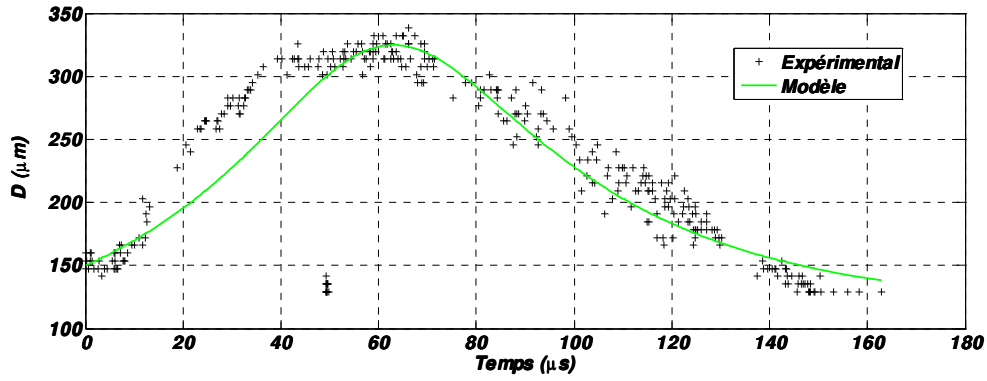


Fig.4 : $D_g = 150 \mu m, V_n = 3.5 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^\circ C$

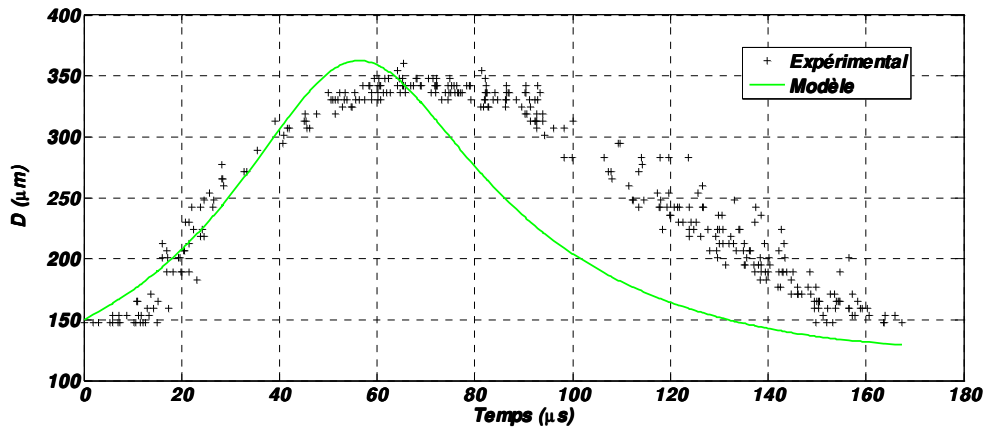


Fig.5 : $D_g = 150 \mu m, V_n = 4.16 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^\circ C$

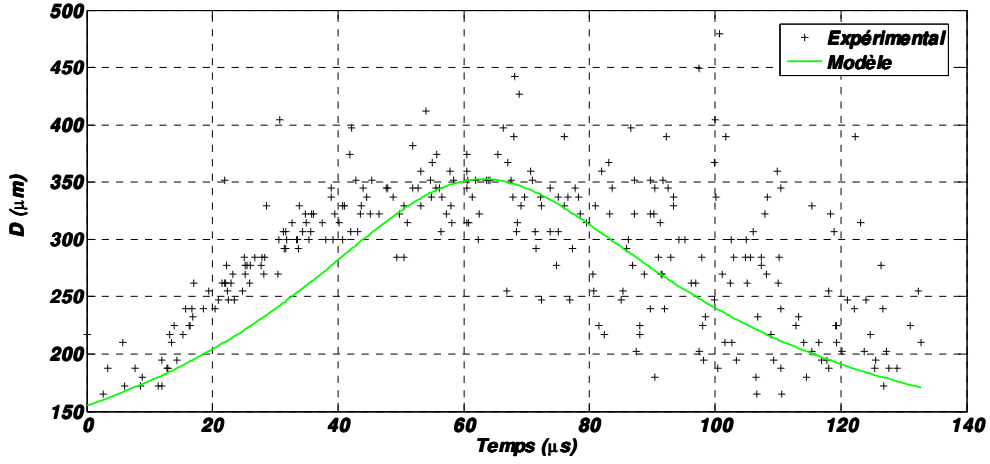


Fig.6 : $D_g = 155 \mu m, V_n = 3.72 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^\circ C$

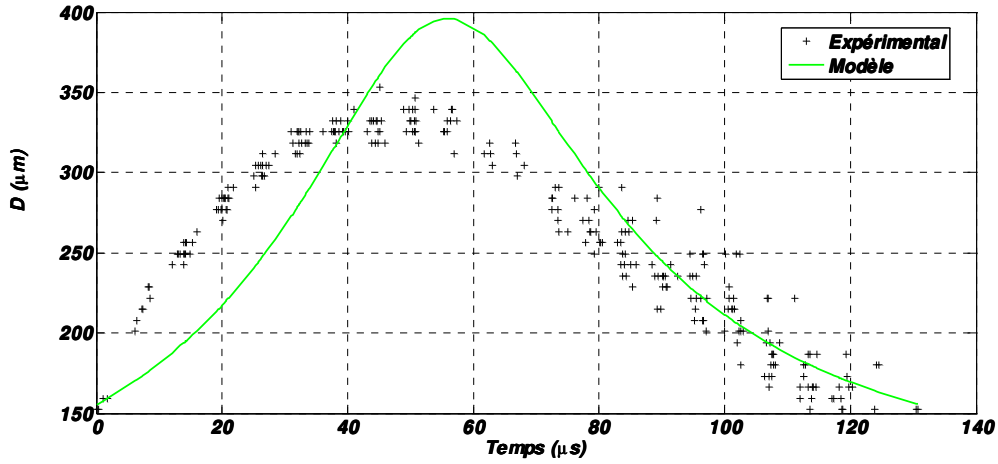


Fig.7 : $D_g = 155 \mu m, V_n = 4.43 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^\circ C$

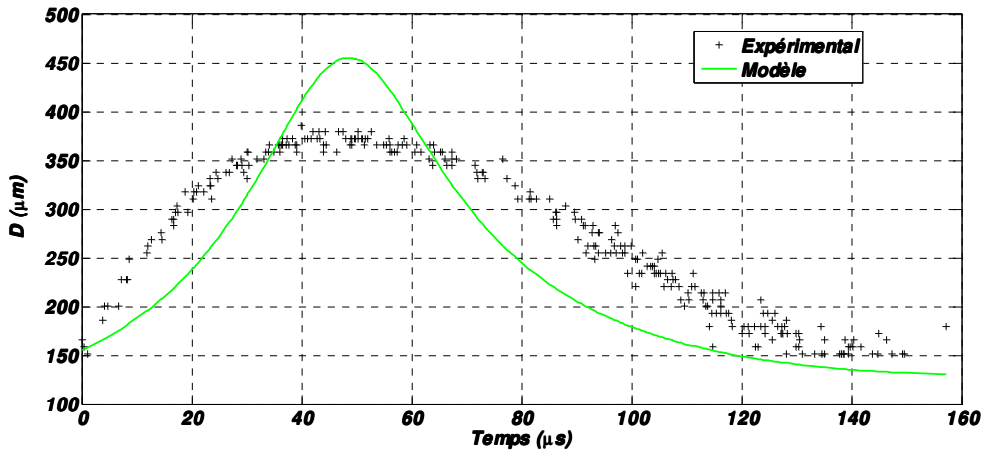


Fig.8 : $D_g = 155 \mu m, V_n = 5.32 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^\circ C$

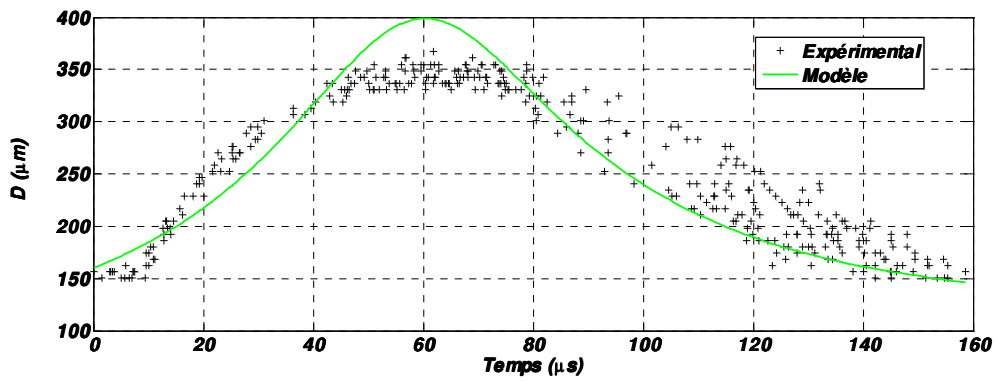


Fig.9 : $D_g = 160 \mu m, V_n = 4.2 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^{\circ}C$

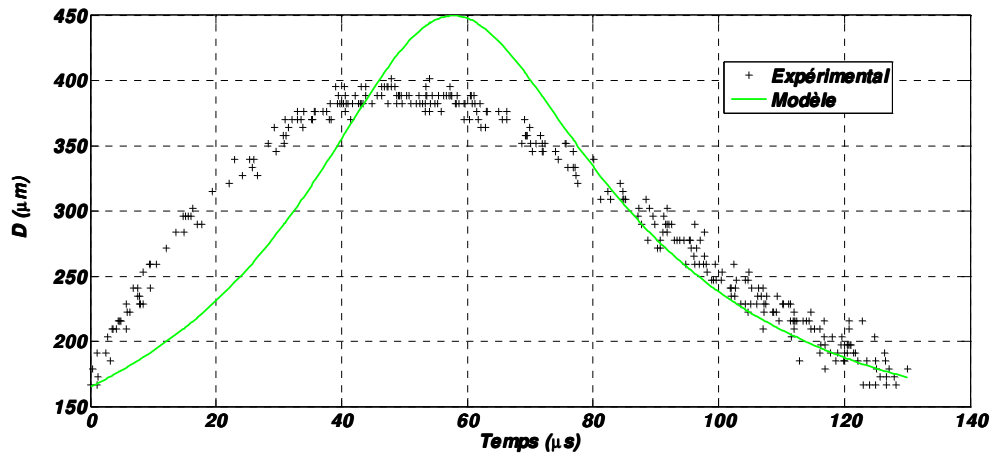


Fig.10 : $D_g = 165 \mu m, V_n = 4.68 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^{\circ}C$

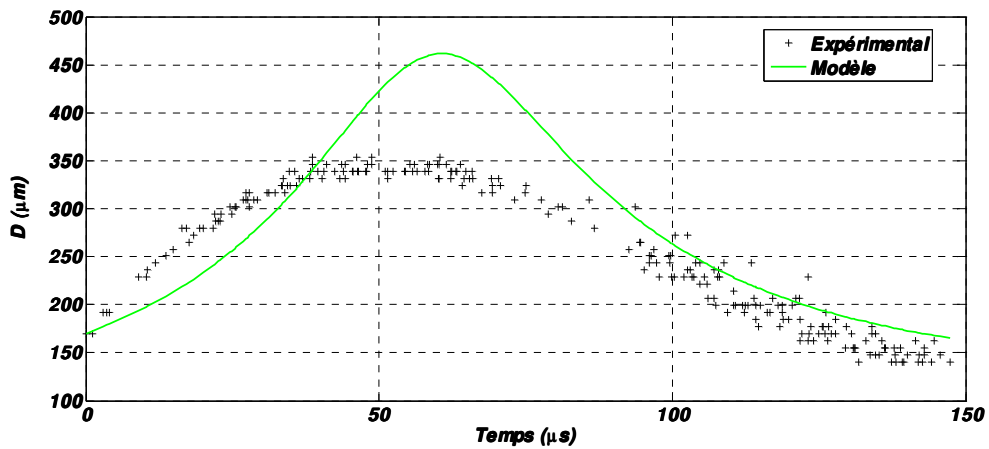


Fig.11 : $D_g = 170 \mu m, V_n = 4.58 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 500^{\circ}C$

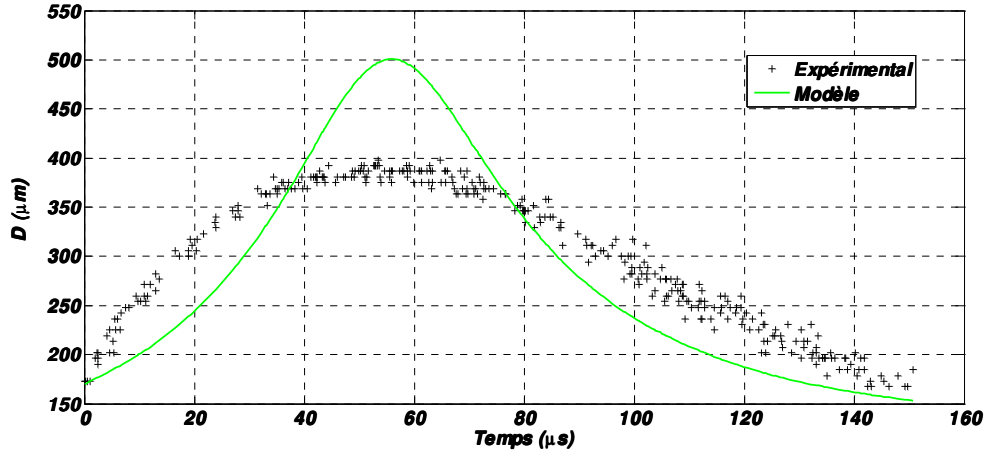


Fig.12 : $D_g = 170 \mu\text{m}$, $V_n = 5.10 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 500^\circ\text{C}$

III/ Cas du décane

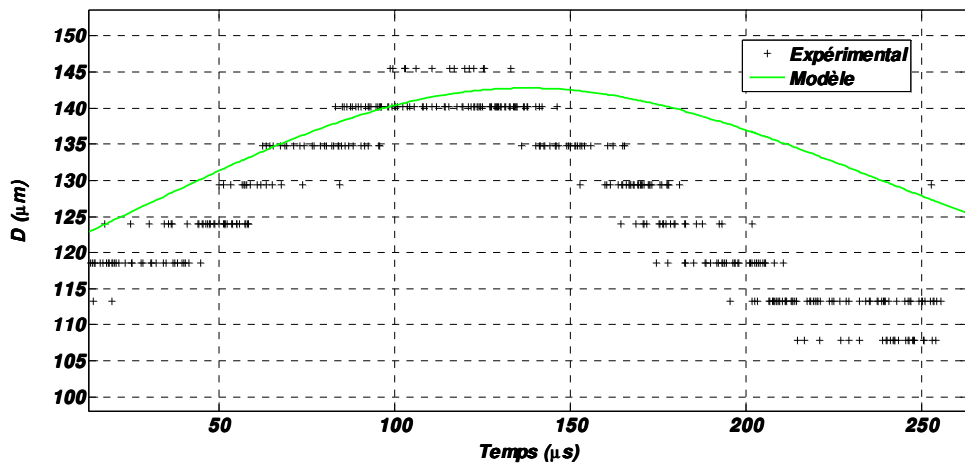


Fig.13 : $D_g = 120 \mu\text{m}$, $V_n = 0.5 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

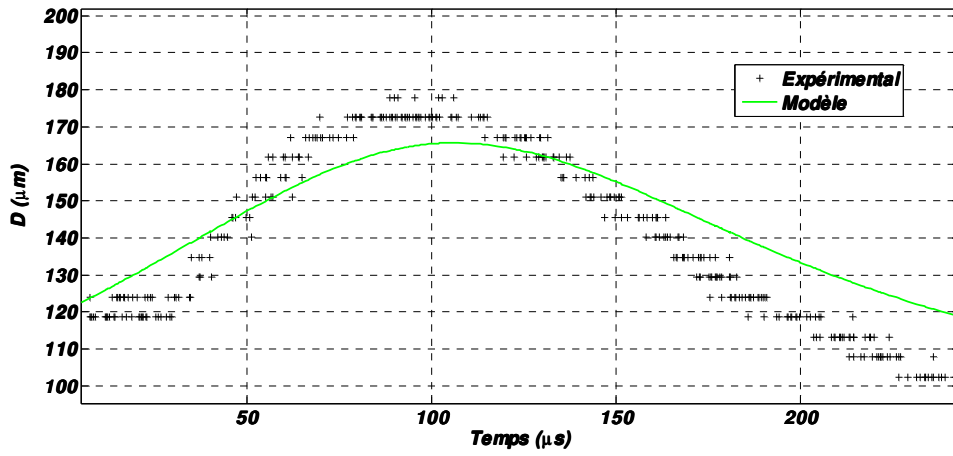


Fig.14 : $D_g = 120 \mu\text{m}$, $V_n = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

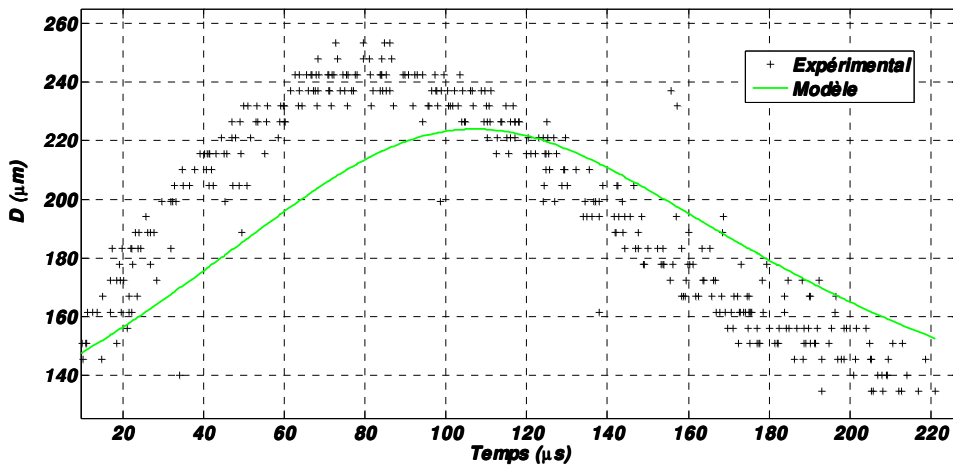


Fig.15 : $D_g = 140 \mu\text{m}$, $V_n = 1.5 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

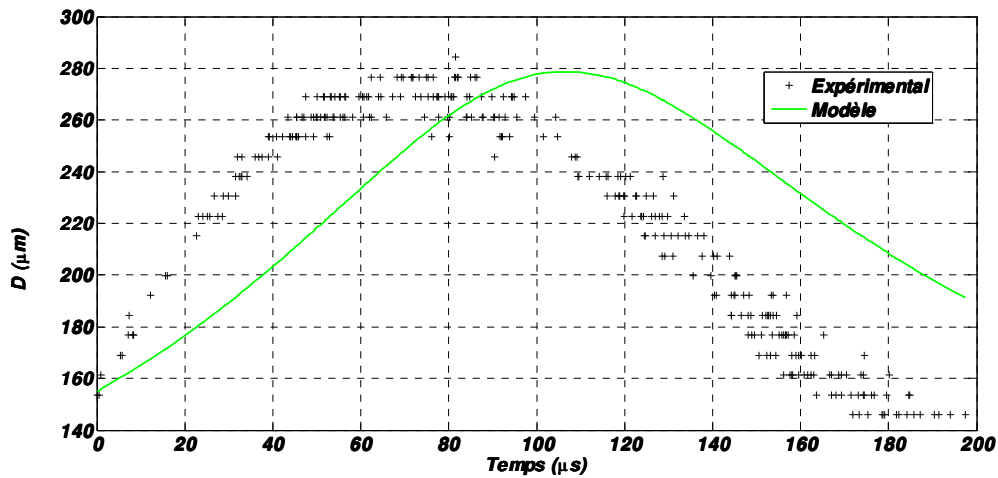


Fig.16 : $D_g = 155 \mu\text{m}$, $V_n = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

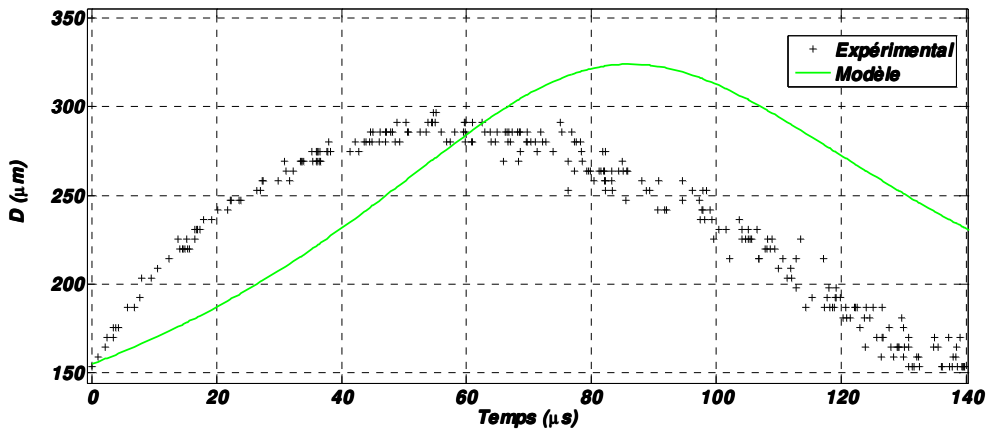


Fig.17 : $D_g = 155 \mu m, V_n = 2.7 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

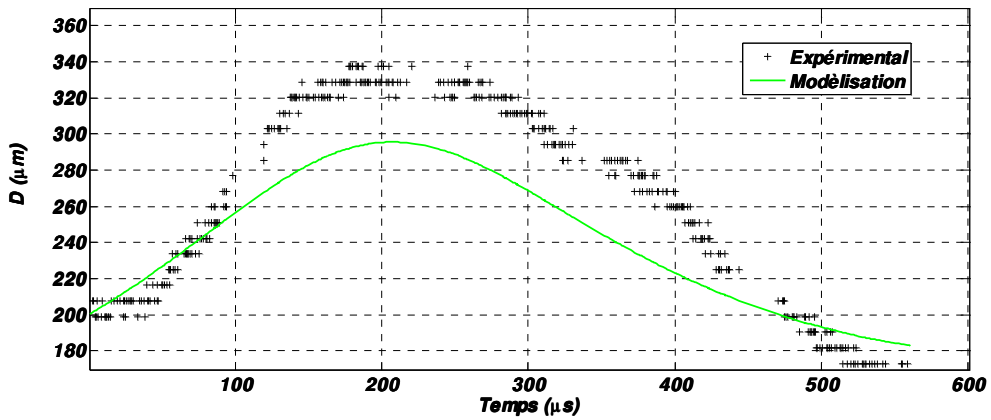


Fig.18 : $D_g = 200 \mu m, V_n = 1 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

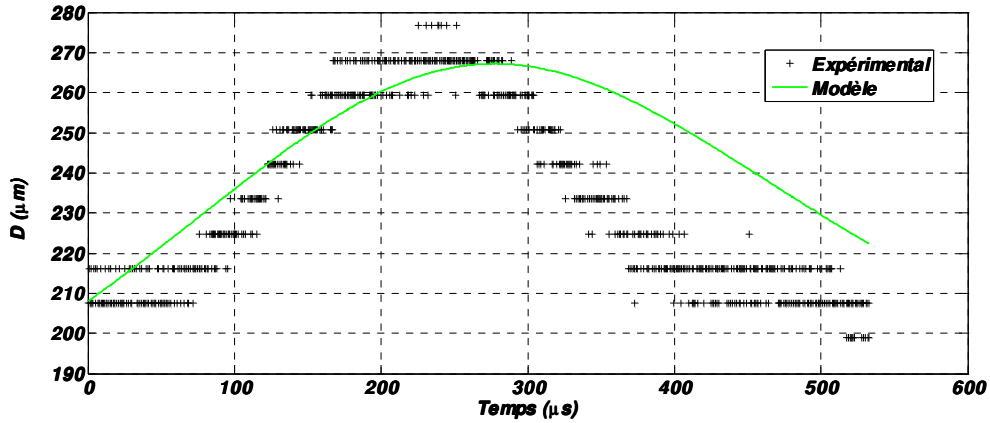


Fig.19 : $D_g = 210 \mu m, V_n = 0.5 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

III/ Cas de l'acétone

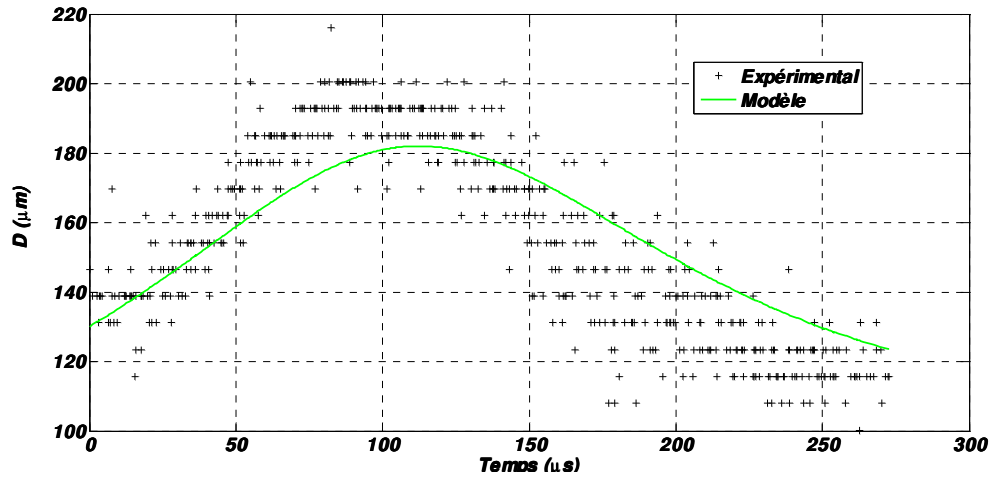


Fig.20 : $D_g = 130 \mu\text{m}$, $V_n = 1 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

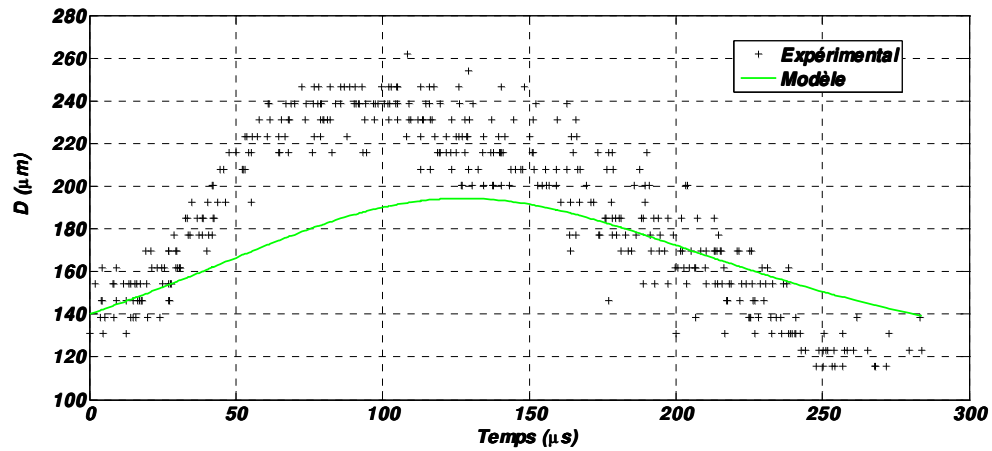


Fig.21 : $D_g = 140 \mu\text{m}$, $V_n = 0.9 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

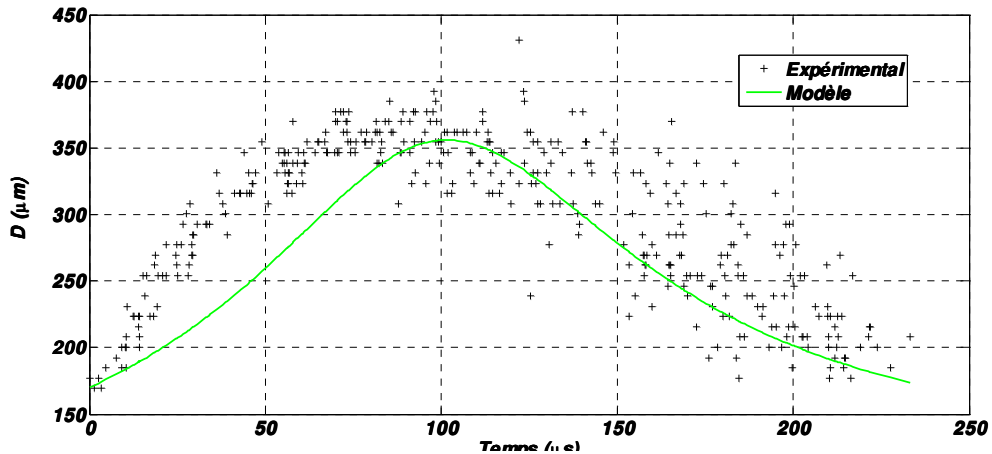


Fig.22 : $D_g = 170 \mu\text{m}$, $V_n = 2.4 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

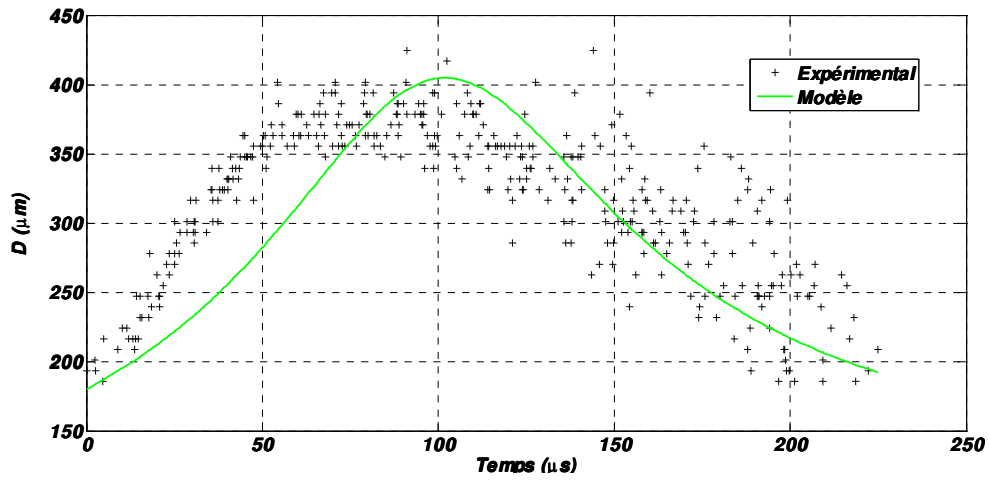


Fig.23 : $D_g = 180 \mu m, V_n = 2.7 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

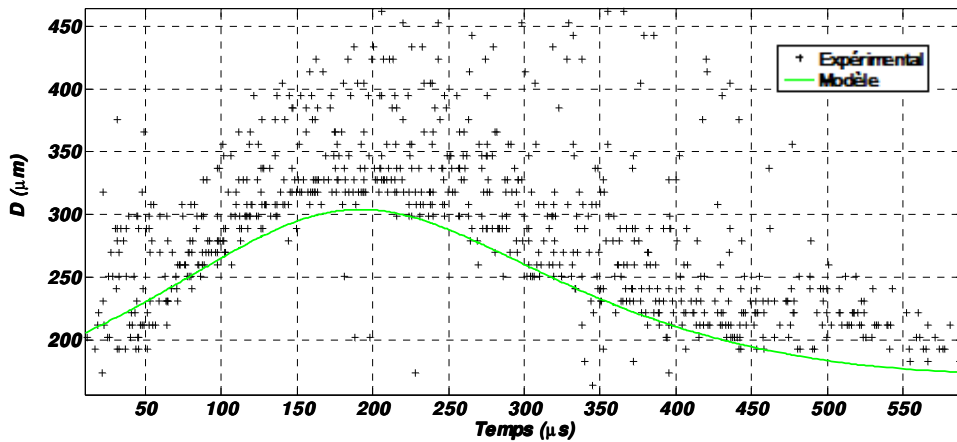
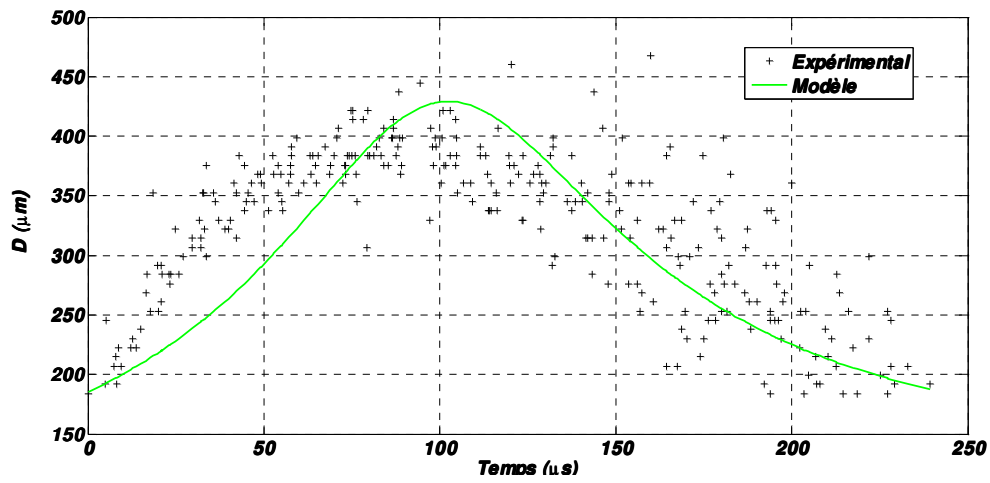


Fig.25 : $D_g = 200 \mu m, V_n = 1 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

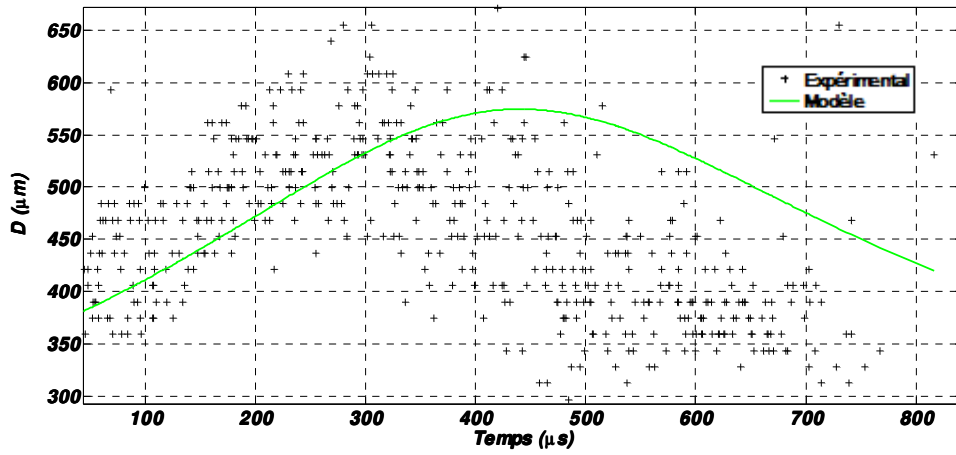


Fig.26 : $D_g = 360 \mu m$, $V_n = 1 m.s^{-1}$, $f_{inj} = 10 kHz$, $T_p = 300^\circ C$

III/ Cas de l'heptane

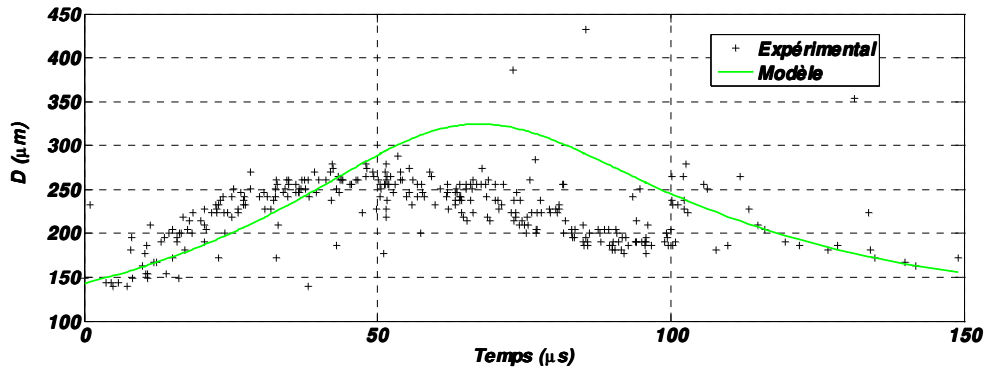


Fig.27 : $D_g = 140 \mu m$, $V_n = 3.34 m.s^{-1}$, $f_{inj} = 10 kHz$, $T_p = 300^\circ C$

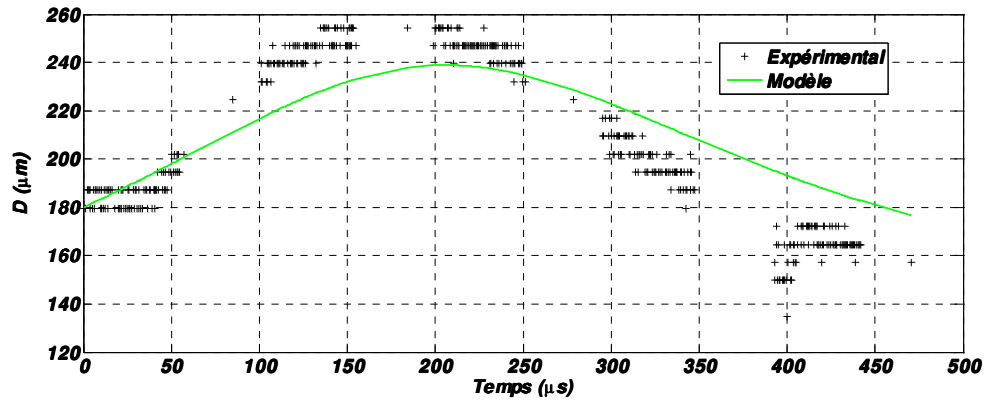


Fig.28 : $D_g = 180 \mu m$, $V_n = 0.7 m.s^{-1}$, $f_{inj} = 10 kHz$, $T_p = 300^\circ C$

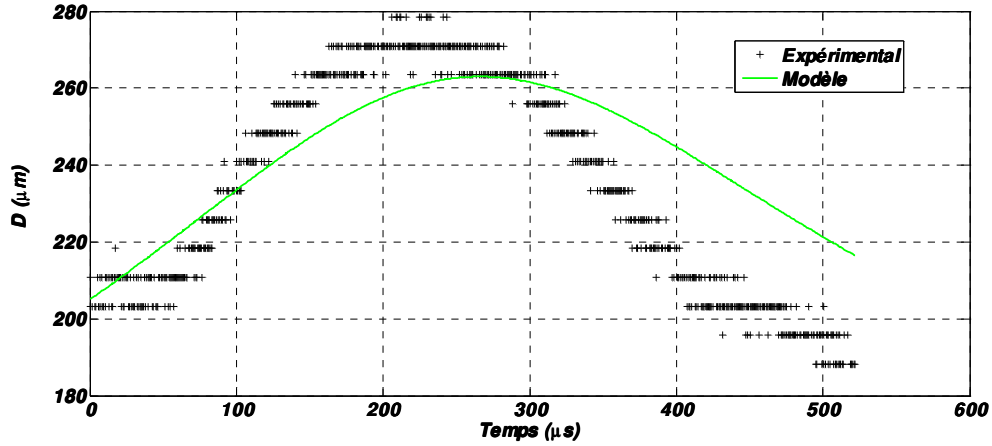


Fig.29 : $D_g = 205 \mu m, V_n = 0.5 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

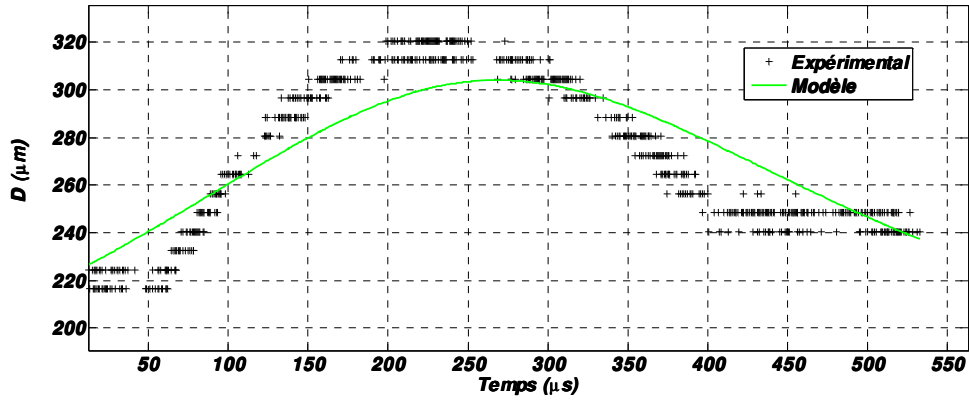


Fig.30 : $D_g = 220 \mu m, V_n = 0.7 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

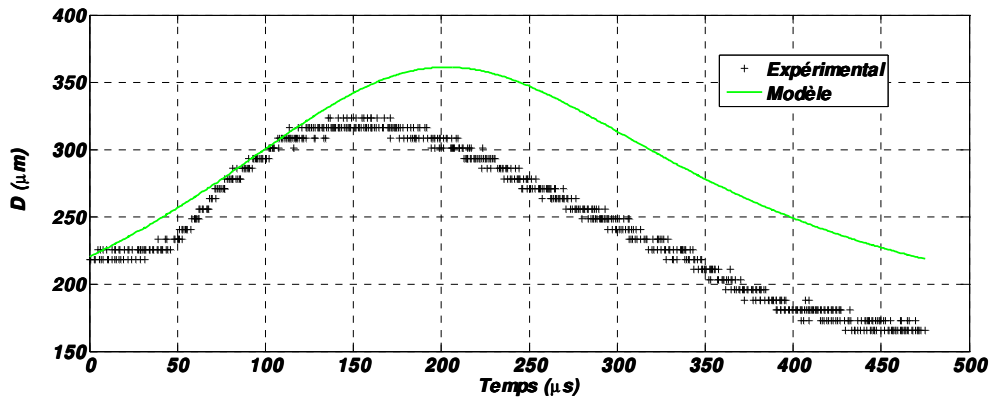


Fig.31 : $D_g = 220 \mu m, V_n = 1.3 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

IV/ Cas de l'isopropanol

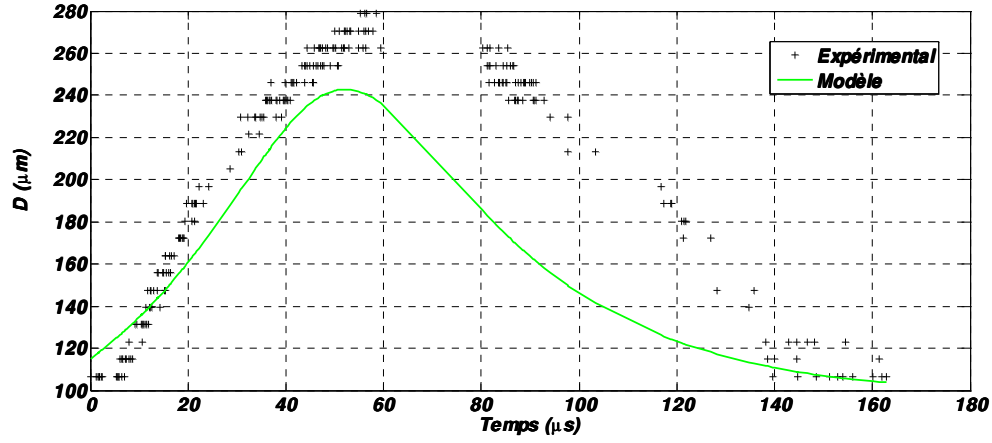


Fig.32 : $D_g = 115 \mu m, V_n = 3.4 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^{\circ}C$

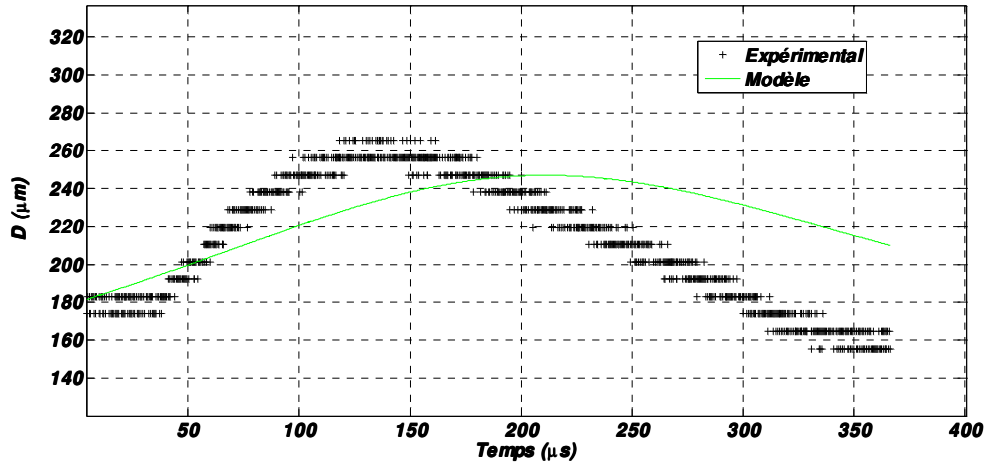


Fig.33 : $D_g = 180 \mu m, V_n = 0.8 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^{\circ}C$

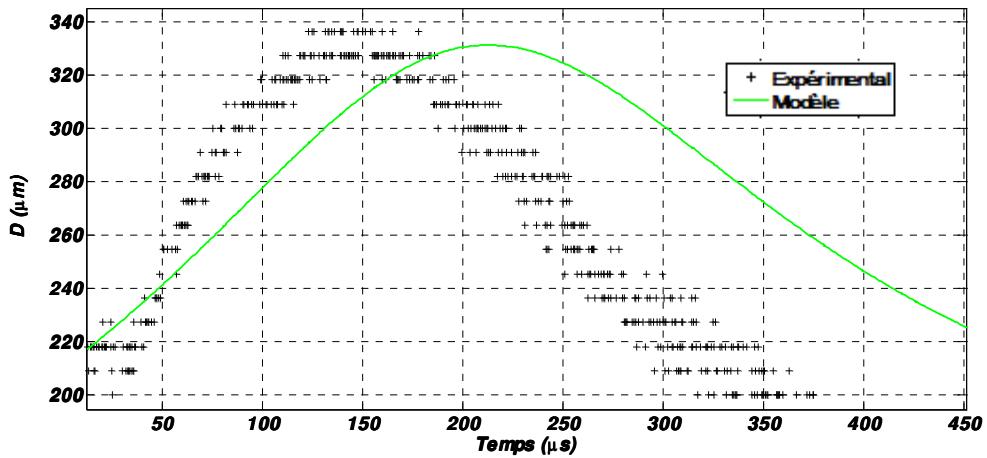


Fig.34 : $D_g = 210 \mu m, V_n = 1.1 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^{\circ}C$

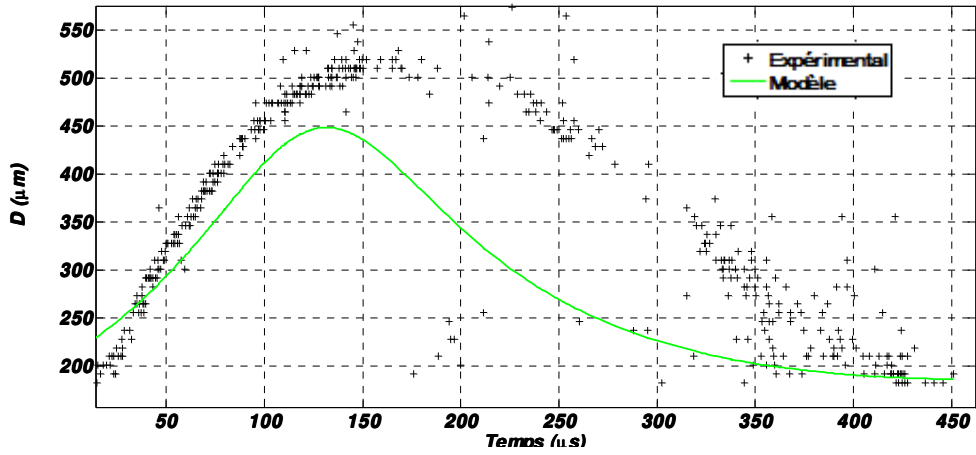


Fig.35 : $D_g = 210 \mu m, V_n = 2.5 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

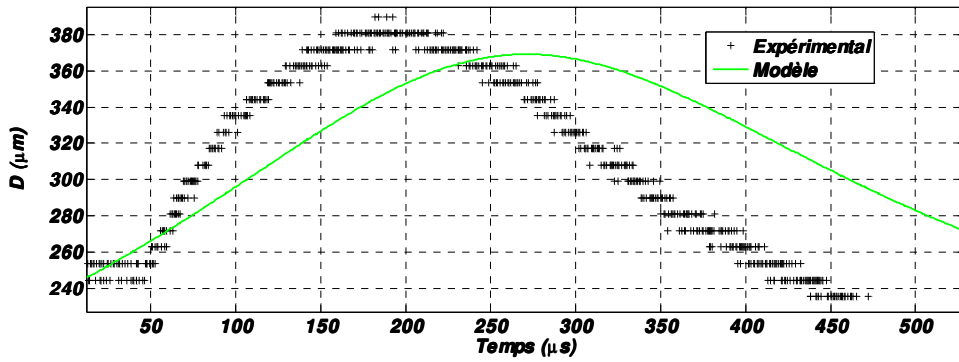


Fig.36 : $D_g = 240 \mu m, V_n = 1 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

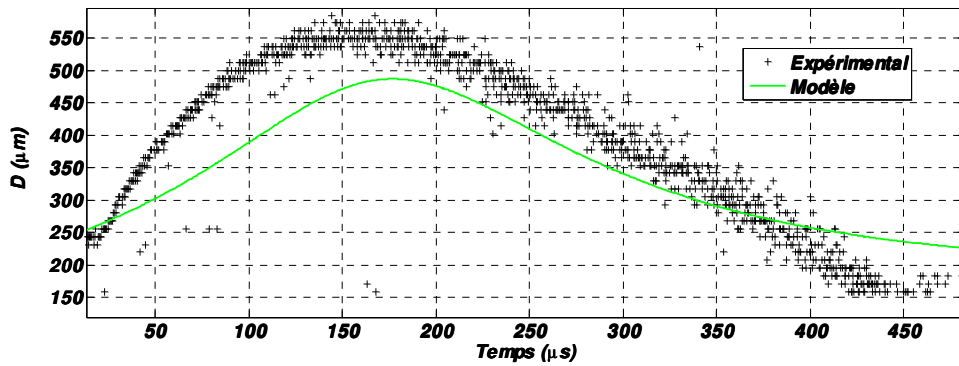


Fig.37 : $D_g = 240 \mu m, V_n = 2 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

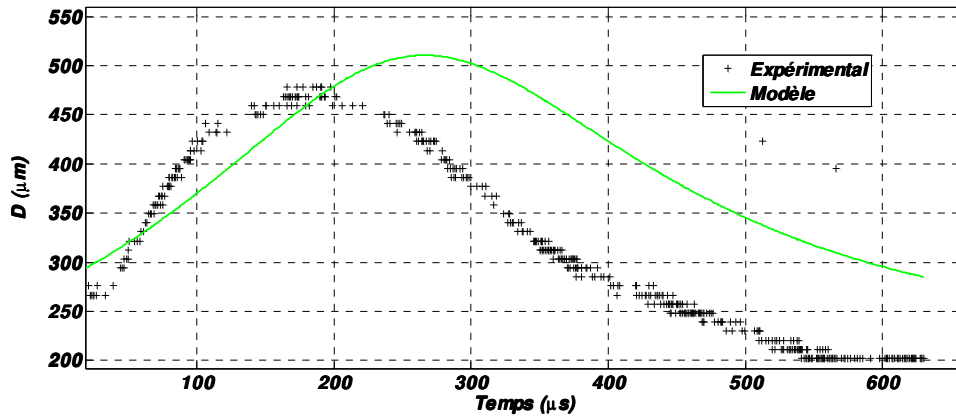


Fig.38 : $D_g = 280 \mu m, V_n = 1.4 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

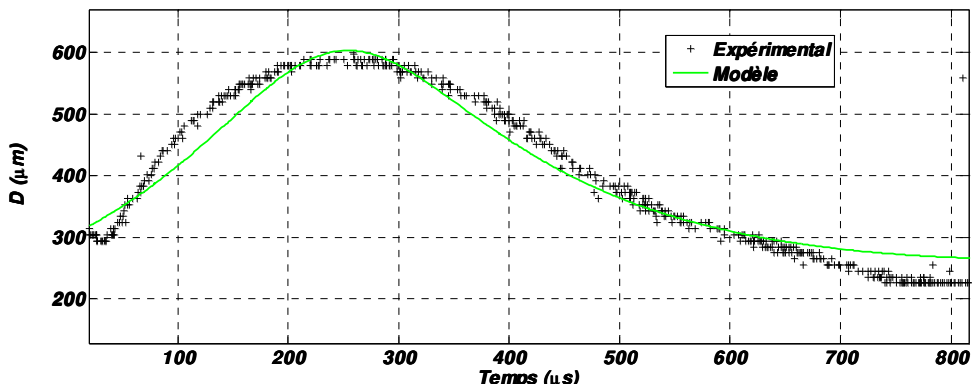


Fig.39 : $D_g = 300 \mu m, V_n = 1.75 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

IV/ Cas de l'hexanol

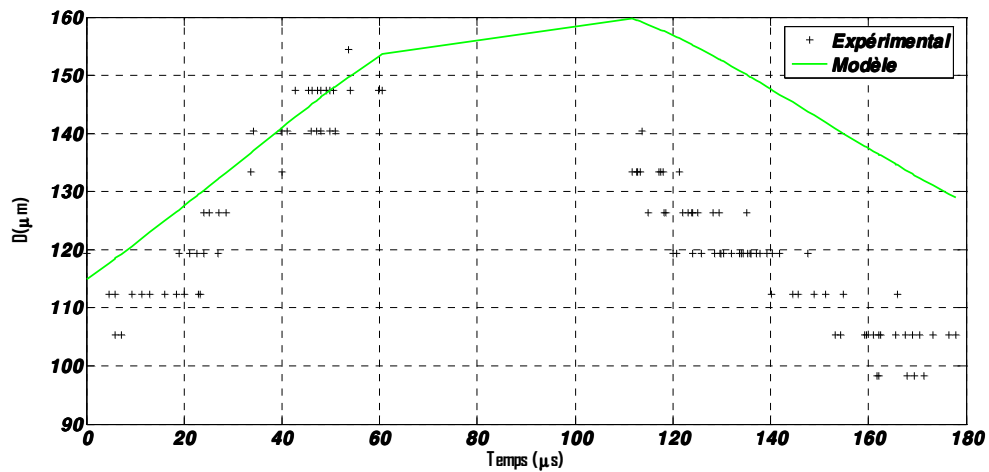


Fig.40 : $D_g = 115 \mu m, V_n = 1.1 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

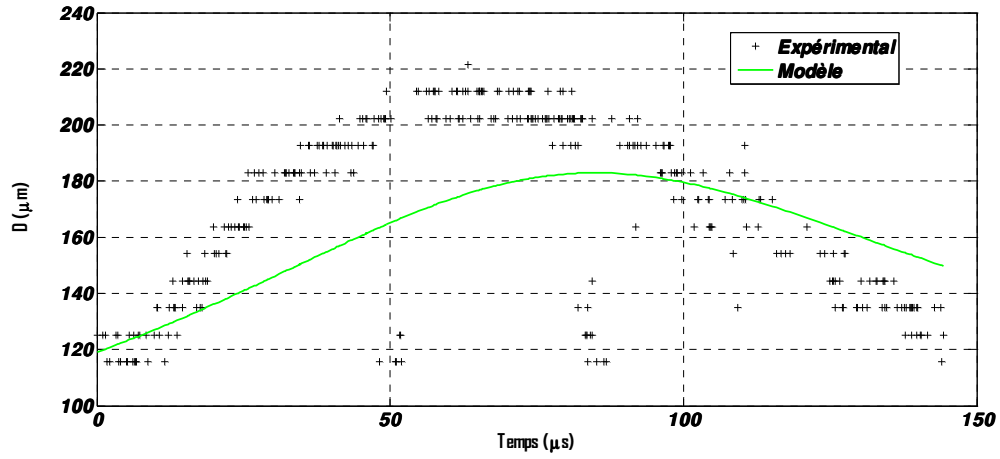


Fig.41 : $D_g = 120 \mu\text{m}$, $V_n = 1.6 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

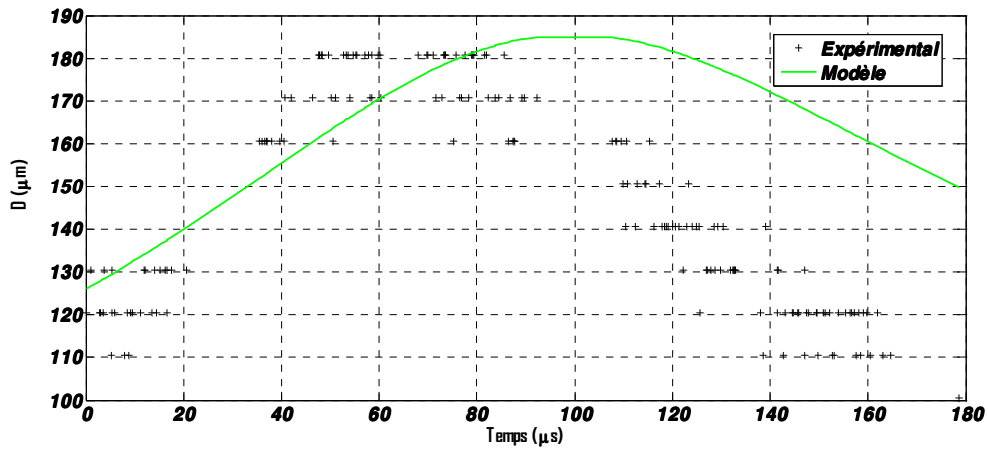


Fig.42 : $D_g = 130 \mu\text{m}$, $V_n = 1.3 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

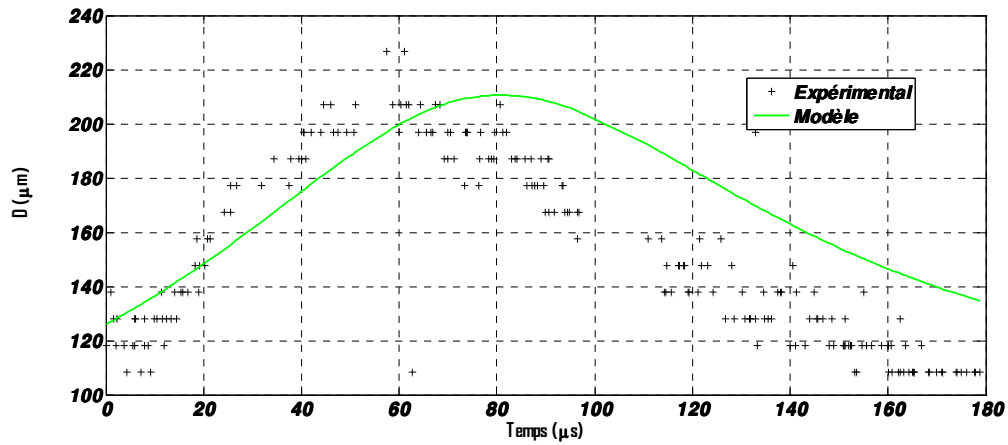


Fig.43 : $D_g = 130 \mu\text{m}$, $V_n = 2 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

IV/ Cas de l'ethanol

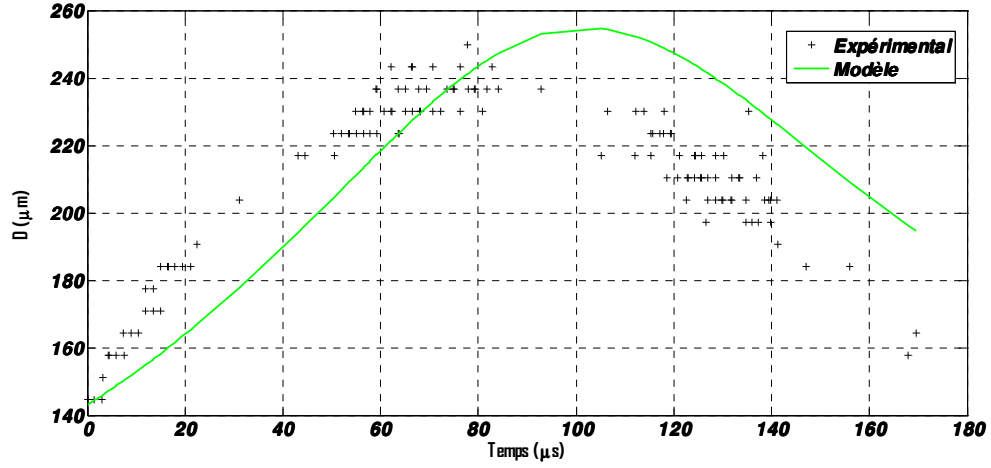


Fig.44 : $D_g = 140 \mu m, V_n = 1.8 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

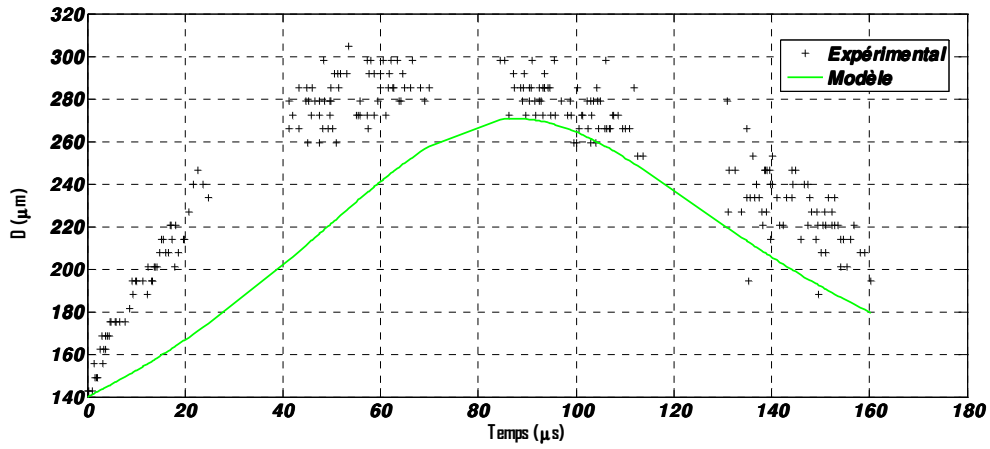


Fig.45 : $D_g = 140 \mu m, V_n = 2.3 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

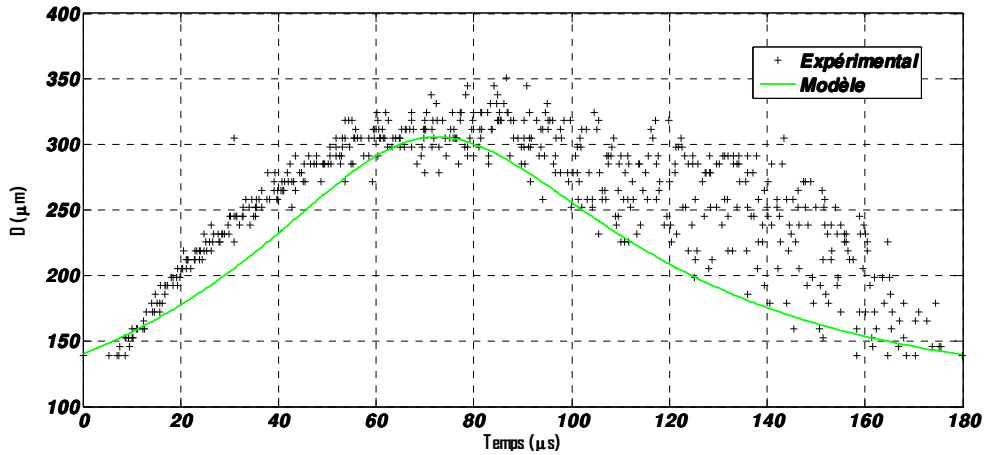


Fig.46 : $D_g = 140 \mu m, V_n = 3 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

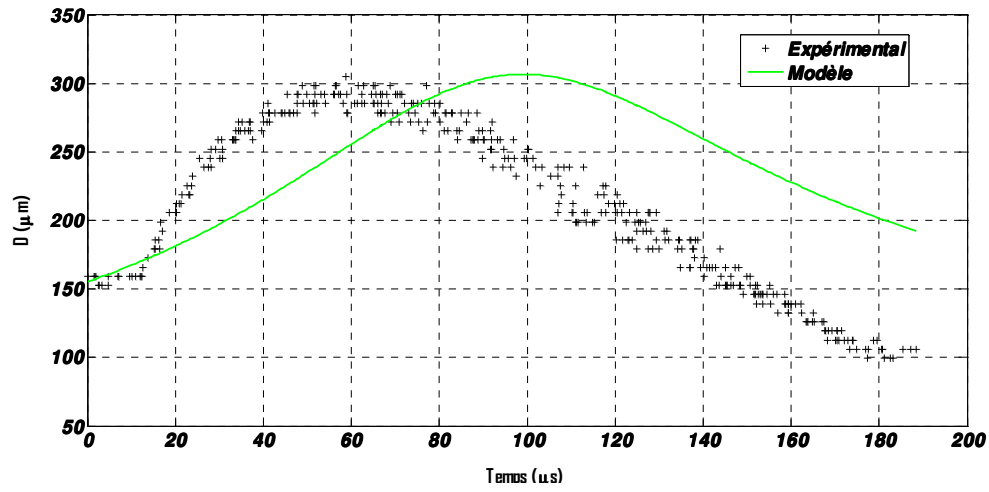


Fig.47 : $D_g = 155 \mu\text{m}$, $V_n = 2.3 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

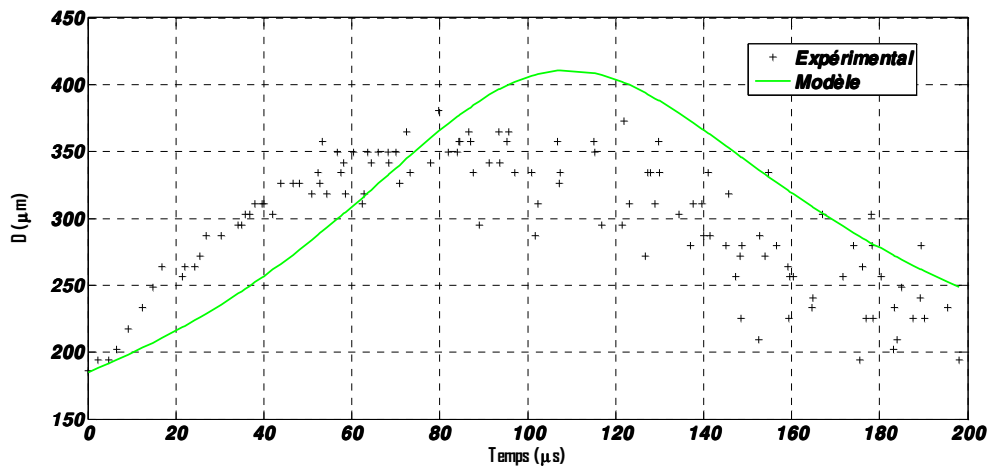


Fig.48 : $D_g = 185 \mu\text{m}$, $V_n = 2.7 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

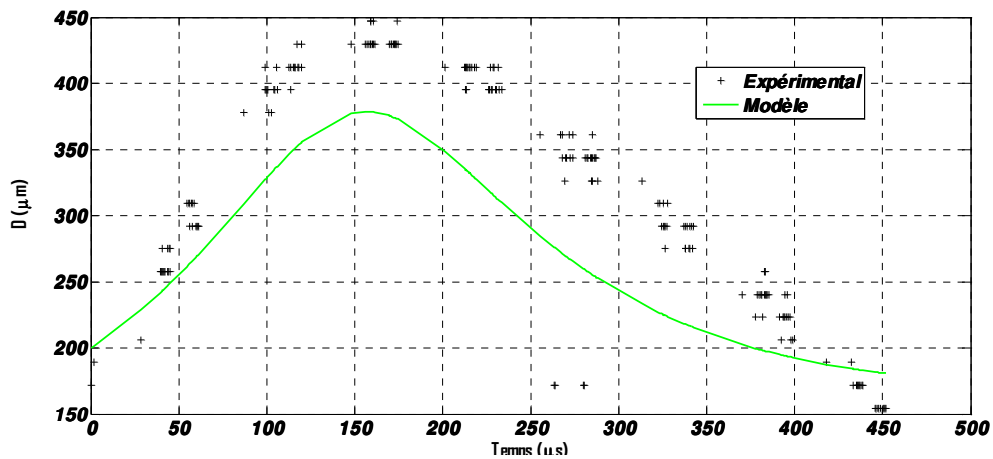


Fig.49 : $D_g = 200 \mu\text{m}$, $V_n = 1.8 \text{ m.s}^{-1}$, $f_{inj} = 10 \text{ kHz}$, $T_p = 300^\circ\text{C}$

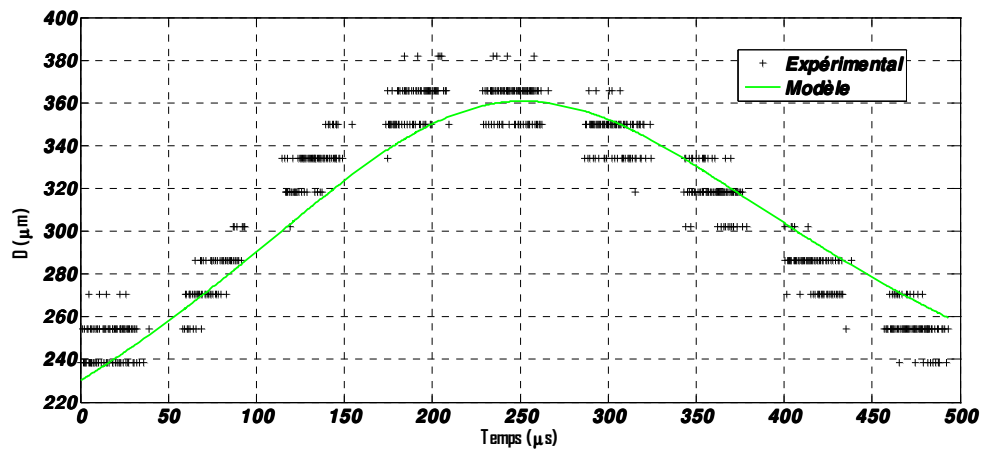


Fig.50 : $D_g = 230 \mu m, V_n = 1 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

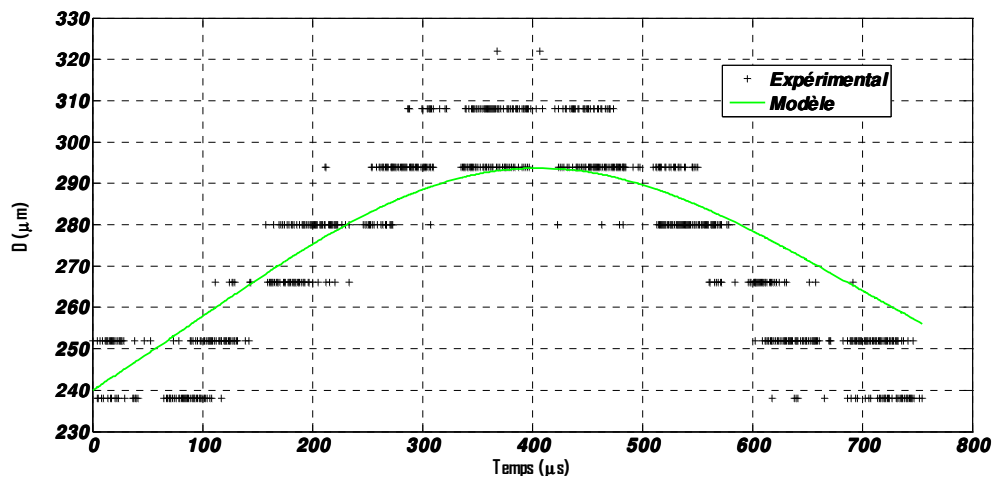


Fig.51 : $D_g = 240 \mu m, V_n = 0.34 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

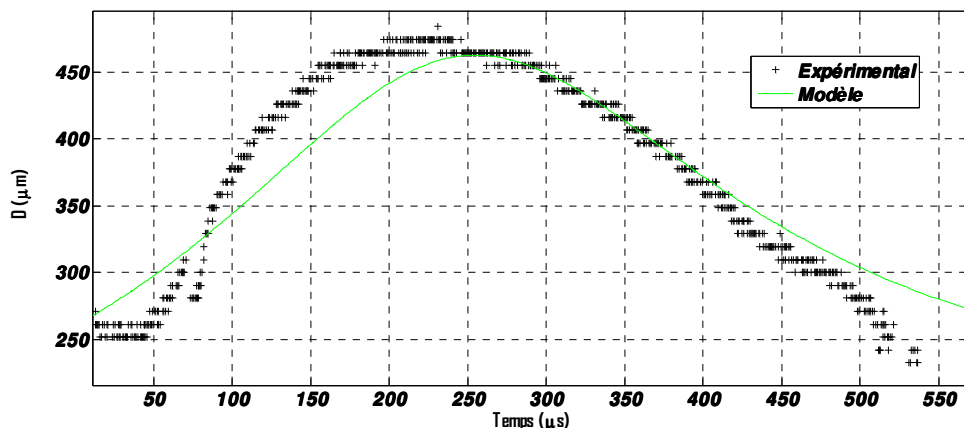


Fig.52 : $D_g = 260 \mu m, V_n = 1.3 m.s^{-1}, f_{inj} = 10 kHz, T_p = 300^\circ C$

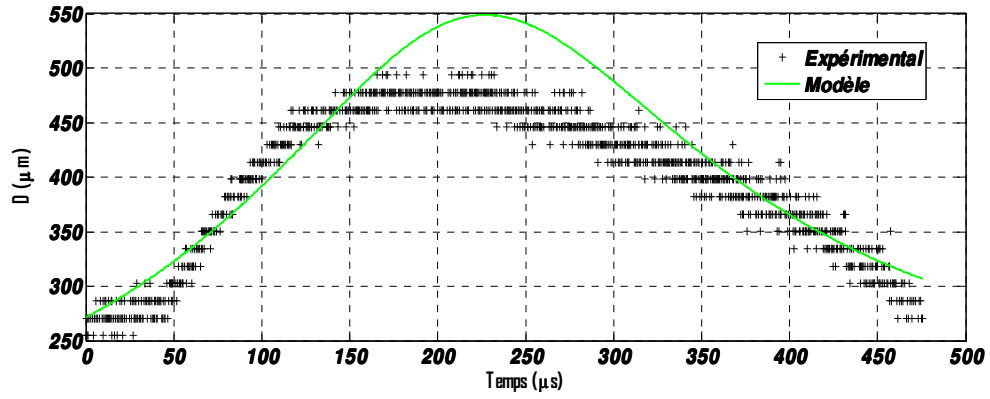


Fig.53 : $D_g = 270 \mu m$, $V_n = 1.8 m.s^{-1}$, $f_{inj} = 10 kHz$, $T_p = 300^\circ C$

Annexe C :

Résultats expérimentaux sur le flux train de gouttes/paroi.

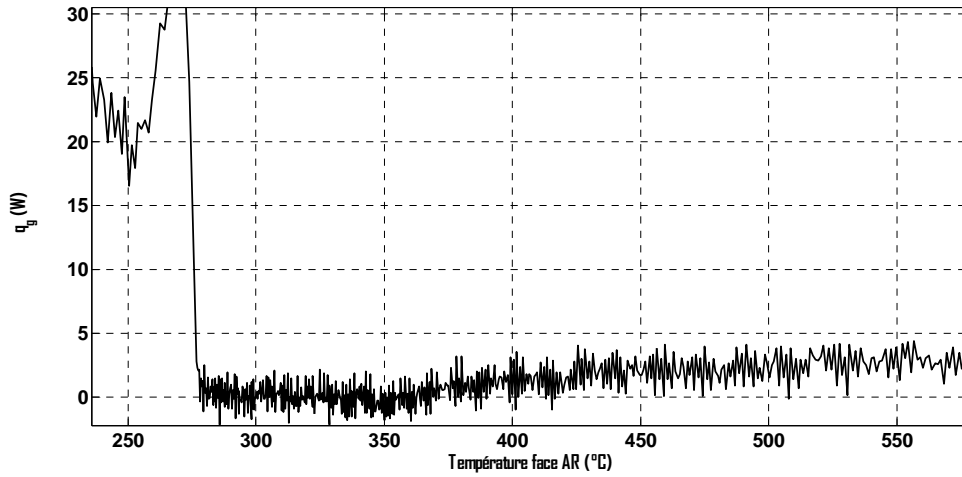


Fig.54 : $D_g = 165 \mu m$, $V_n = 5.1 m.s^{-1}$, $f_{inj} = 11949 Hz$

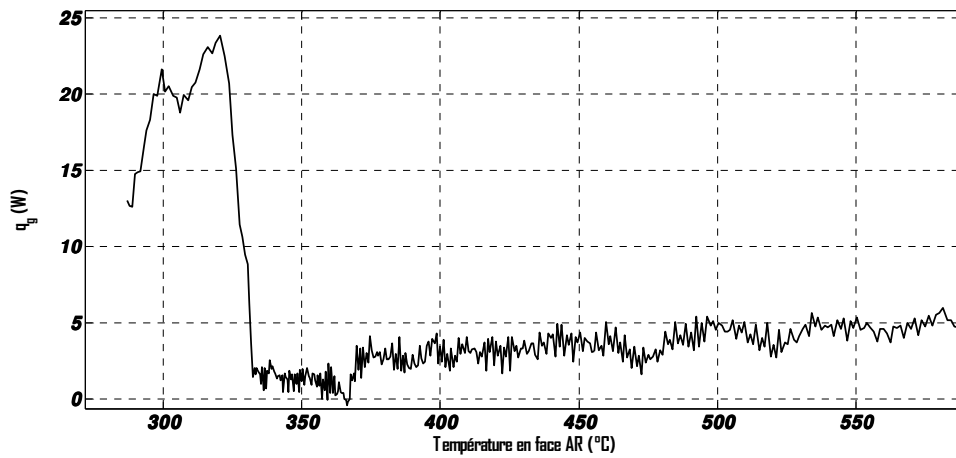


Fig.55 : $D_g = 165 \mu m$, $V_n = 6 m.s^{-1}$, $f_{inj} = 14154 Hz$

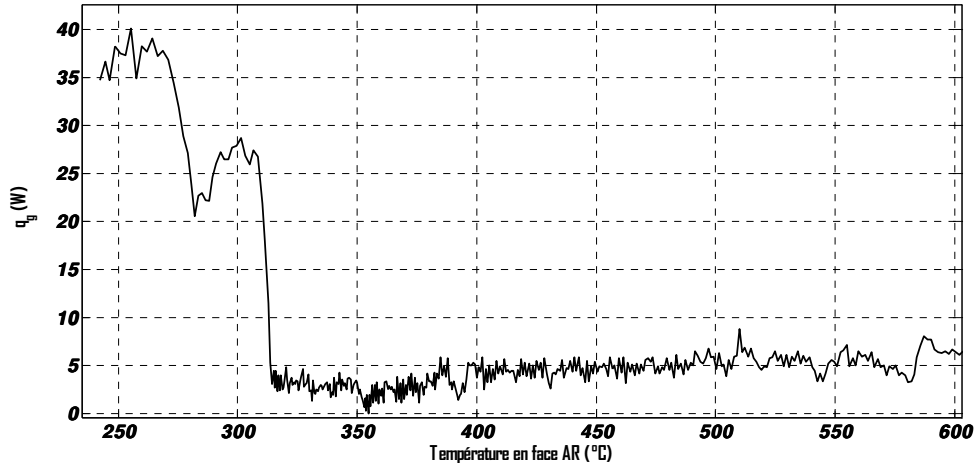


Fig.56: $D_g = 165 \mu m, V_n = 6.1 m.s^{-1}, f_{inj} = 14153 Hz$

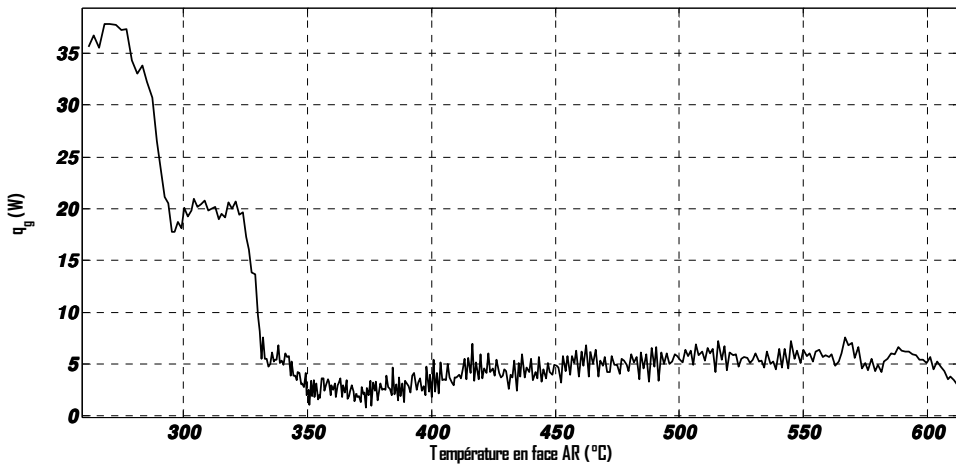


Fig.57: $D_g = 165 \mu m, V_n = 6.7 m.s^{-1}, f_{inj} = 13106 Hz$

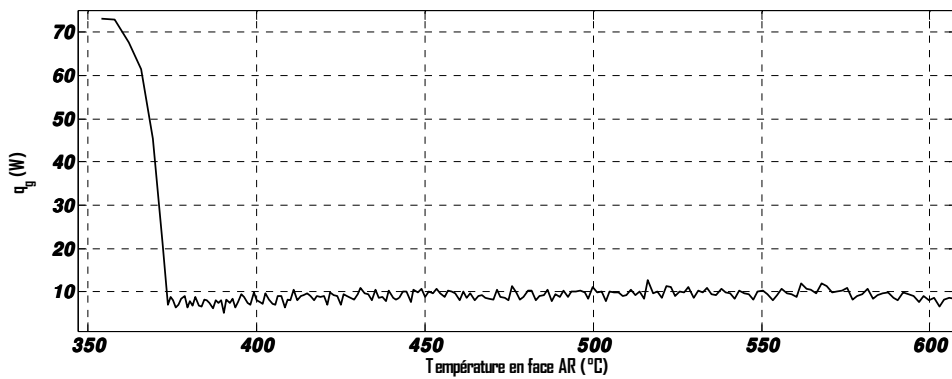


Fig.58: $D_g = 250 \mu m, V_n = 2.7 m.s^{-1}, f_{inj} = 16262 Hz$

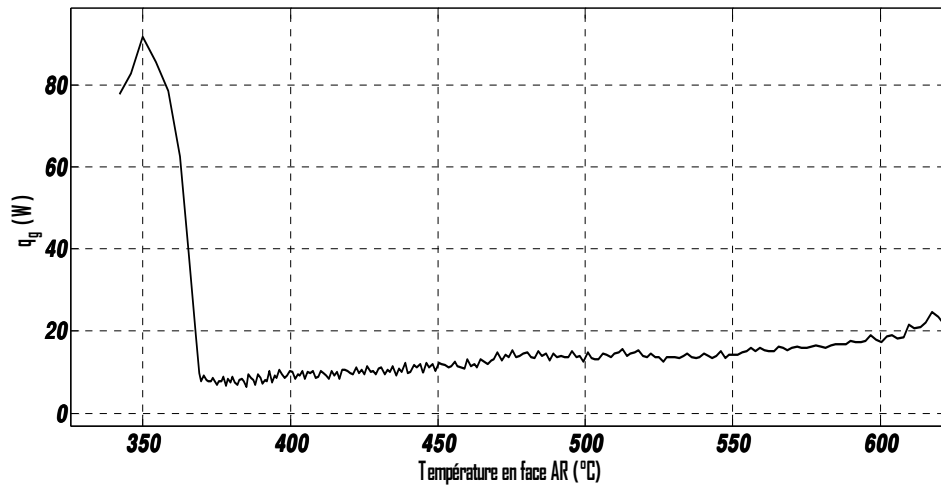


Fig.59: $D_g = 250 \mu m, V_n = 2.7 m.s^{-1}, f_{inj} = 16262 Hz$

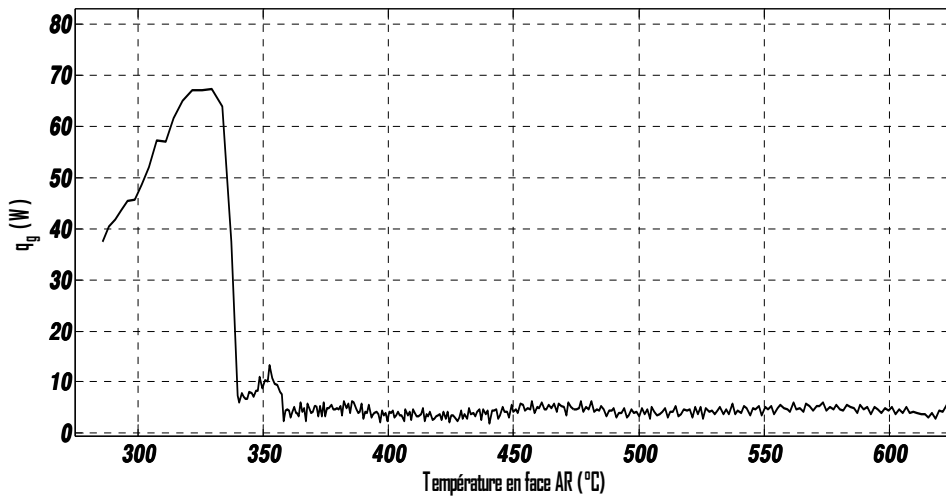


Fig.60: $D_g = 250 \mu m, V_n = 3 m.s^{-1}, f_{inj} = 16254 Hz$

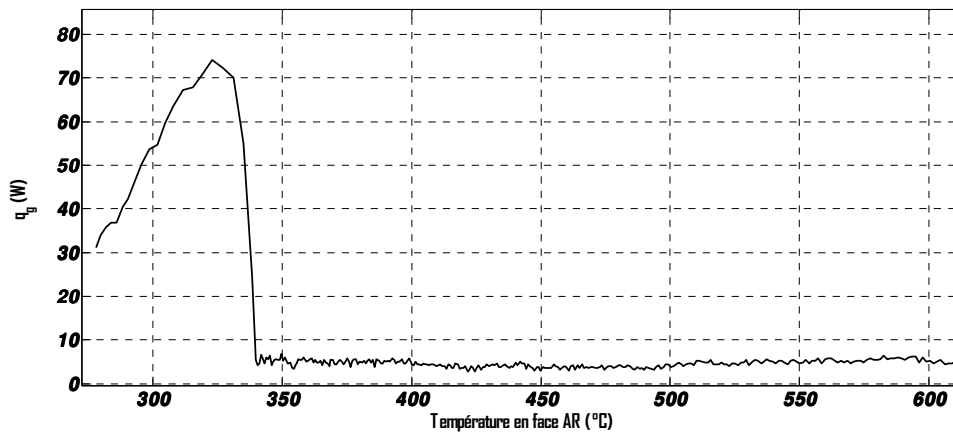


Fig.61: $D_g = 250 \mu m, V_n = 3.09 m.s^{-1}, f_{inj} = 16254 Hz$

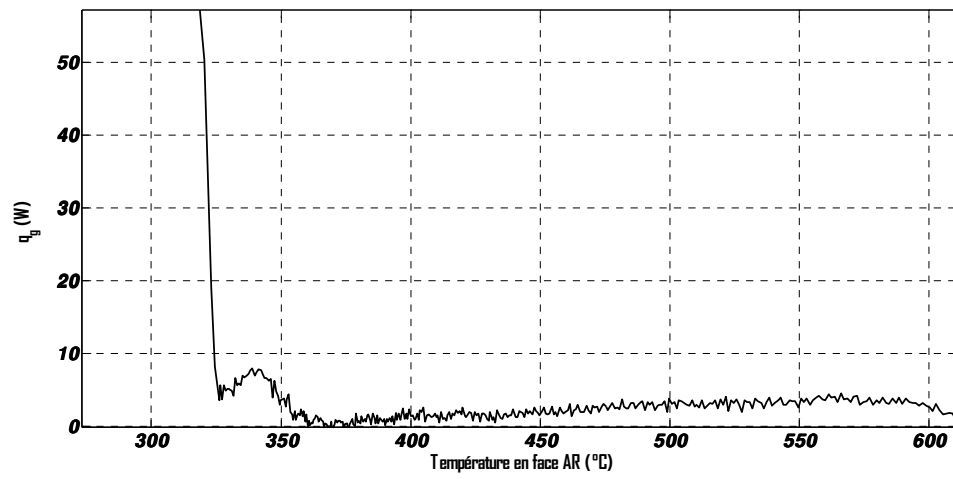


Fig.62: $D_g = 250 \mu m$, $V_n = 1.56 m.s^{-1}$, $f_{inj} = 16254 Hz$