



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>

**École Doctorale n° 608 : Sciences et Ingénierie des
Molécules, des Produits, des Procédés et de l'énergie
(SIMPPÉ)**

THÈSE

Présentée pour l'obtention du grade de DOCTEUR
DE L'UNIVERSITE DE LORRAINE

par

Romain Collignon

**Étude des transferts de chaleur dans un film ruisselant à
instabilités de surface par des méthodes de fluorescence
induite par laser**

Spécialité : Mécanique et Énergétique

Soutenue le 20 Novembre 2020 devant un jury composé de :

Rapporteur	Christos Markides	Professor, Imperial College London
Rapporteur	Serge Simoëns	Directeur de Recherche, LMFA, Lyon
Examineur	Benoit Stutz	Professeur, LOCIE, Le Bourget du Lac
Examineur	Rosaria Vertrano	Associate Professor, KU Leuven
Examineur	Sophie Mergui	Maître de Conférences, FAST, Paris
Examineur	Ophélie Caballina	Maître de Conférences, LEMTA, Nancy
Directeur de thèse	Fabrice Lemoine	Professeur, LEMTA, Nancy
Co-directeur de thèse	Guillaume Castanet	Chargé de Recherche, LEMTA, Nancy
Invité	Christian Ruyer-Quil	Professeur, LOCIE, Le Bourget du Lac

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse Fabrice Lemoine. Ton soutien au cours de ces trois années a été précieux. Tu m'as toujours encouragé lorsque je faisais face à des difficultés et tu as montré beaucoup d'entrain et de bienveillance lorsque je te présentais des nouveaux résultats ou des solutions techniques. J'ai pris un grand plaisir à apprendre de toi. Je te remercie également pour la relecture que tu as faite, entre autre, de ce manuscrit qui aura permis de mener à bien sa rédaction.

Je souhaite aussi remercier Guillaume Castanet, mon co-directeur de thèse. Il n'est pas toujours facile de suivre ton rythme et d'être à la hauteur de tes exigences, mais ta bonne humeur et ta disponibilité ont rendu les quatre années à travailler à tes côtés très agréables. C'est grâce à ton perfectionnisme et à ton sens du détail que j'ai pu apprendre à développer des techniques de mesures fiables et robustes et plus généralement à prendre encore plus goût à apprendre et comprendre. J'ai aussi pris grand plaisir à te connaître en dehors du travail : à partager un repas, un verre ou jouer à des jeux de sociétés. Merci Guillaume pour m'avoir tant appris et pour tous les efforts que tu as faits pour m'aider.

J'aimerai aussi remercier Ophélie Caballina, bien que tu n'aie pas été officiellement co-encadrante de ma thèse, tu as pourtant grandement participé au projet et a contribué à la finalisation de cette thèse. Je n'ose pas compter les heures que j'ai passées dans ton bureau à discuter de mes avancées, à te demander ton avis, des conseils ou simplement pour parler un moment. Ces discussions ont beaucoup comptées pour moi et m'ont beaucoup aidées à avancer et à confirmer mes choix. Merci aussi pour ta relecture minutieuse de ce manuscrit sans laquelle il y resterai sûrement bien plus de fôtes d'autographe.

Je tiens à remercier tous les autres membres de l'équipe : Mehdi, Alexandre, Juan, Arthur, Alexandre, Nicolas et Michel, ça a été un plaisir de travailler avec vous tous. Plus généralement, je tiens aussi à remercier tous les membres du LEMTA, présents et passés, que j'ai pu côtoyer autour d'un café ou le temps du repas. J'ai passé de bons moments avec chacun d'entre vous ! J'ai une pensée pour Sophie, Gilles et Julien avec qui j'ai participé à l'encadrement de TP et pour Célien avec qui j'ai rédigé et encadré mon tout premier cours à peine quelque mois après le début de ma thèse. J'adresse aussi un message tout particulier à tous les membres de l'équipe technique qui se sont pliés en quatre pour la conception de la manip qui aura été un véritable casse tête, merci à Jean-Yves, Jérémie, Sébastien, Christophe, Mathieu, Jamel, Simon, Hadrien, Eric, Franck et Pascal. Merci à Irène, Laura, Valérie, Virginie et Céline pour m'avoir aidé

à m'y retrouvé dans la jungle administrative qu'il y a entre l'UL et le CNRS et pour votre bonne humeur à toutes.

Merci aussi à tous les doctorants, post-doc et stagiaires que j'ai pu rencontrer pendant ces trois ans : Mehdi, William, Giuseppe, Mylène, Axel, Lucas, Anas, Alexandre, Soheib, Mojdeh, Marvin, Moïse, Shirin, Benoit, Célien, Thomas, Mathilde, Juan, Juan, Arthur, Arthur, Justine, Alice, Meriem, Solange et tous ceux que j'ai pu oublier ici. J'aurai aimé vous écrire chacun un petit mot mais il y en aurait pour cent pages. J'ai pu partager de bons moments avec chacun d'entre vous et j'ai vraiment pris du plaisir à tous vous côtoyer. Je n'oublie pas Clémentine, Pauline, Alexandre, Géraldine, Maxence, Mirabelle, Linda et Charlotte que j'ai rencontrés grâce à l'école doctorale, qui y ont rôlé avec moi et avec qui on j'ai adoré partager des bières.

D'un point de vue plus personnel, je souhaite remercier toute ma famille et mes amis qui ont toujours été là pendant trois ans alors que je n'étais que peu disponible. Ils m'ont tous apporté leur soutien et se sont intéressés à ce que je faisais même s'il étaient perdus. Merci à mes parents et mes frères Patrick, Christine, Clément et Tanguy, à mes grands-parents Irène, Pia, Alfred et Marcel, à mes oncles, tantes et cousins Thierry, Isabelle, Thierry, Yolande, Quentin, Léna, Aurore, Pierrick et Elliot. Je pense aussi à Arthur, Vincent, Léopoldine et Bastien, qui me subissent depuis pas mal d'années maintenant et qui sont toujours une bouffée d'air frais pour moi.

Enfin, merci à Justine qui m'a supporté pendant ces trois années. Merci de ta patience et de ton soutien, tu as dû me subir quand mon corps était présent mais que mon esprit était encore au labo, ce qui représentait la majeure partie du temps. Tu as su toujours me supporter au quotidien, en particulier pendant que je rédigeais ce "grimoire" alors que l'on était confinés, et tu as su égayer chacune de mes journées. Merci à toi petite tête.

Table des matières

Remerciements	3
Introduction	1
1 Etat de l'art	5
1.1 Transfert dans un film plat : Théorie de Nusselt	5
1.1.1 Résolution du champ de vitesse	6
1.1.2 Résolution du champ de température	9
1.1.3 Caractérisation des transferts thermiques	11
1.2 Les instabilités de surface	15
1.2.1 Perturbations d'origine inertielle	15
1.2.2 Perturbations d'origine thermocapillaire	17
1.3 Études menées sur les films isothermes	18
1.3.1 Études théoriques	18
1.3.2 Caractérisations expérimentales	19
1.4 Couplage avec les transferts de chaleur	21
1.4.1 Principaux mécanismes d'intensification des transferts	22
1.4.2 Résultats numériques sur le champ de température vagues 2D	24
1.4.3 Résultats expérimentaux sur les transferts de chaleur	25
2 Dispositif expérimental	35
2.1 Génération du film et des instabilités	35
2.1.1 Le circuit hydraulique	35
2.1.2 Fixation de la feuille de titane	37
2.1.3 Forçage des instabilités	37
2.2 La paroi chauffée	38
2.2.1 Choix du matériau du plan incliné	39
2.2.2 Dimensionnement de l'alimentation électrique	40
2.2.3 Transfert de l'énergie électrique dans la paroi	41
2.2.4 Transfert de chaleur à travers la paroi en régime harmonique	46
2.3 Dispositif expérimental global	49
3 Développement des techniques de mesure	51
3.1 Mesure de la température de paroi par l'utilisation de thermocouples	52
3.1.1 Fixation des thermocouples à la face arrière de la paroi	52
3.1.2 Empreinte thermique du passage des vagues sur la paroi	53
3.1.3 Exemple de mesure de l'évolution de la température de paroi	54

3.2	Mesures de température et d'épaisseur de film par fluorescence induite par laser	55
3.2.1	Principe de la fluorescence	55
3.2.2	Modélisation à deux niveaux de la fluorescence	57
3.2.3	Application de la technique pour la mesure de température	60
3.3	Application de la fluorescence en régime linéaire : mesure ponctuelle résolue dans le temps	63
3.3.1	Choix des colorants fluorescents	63
3.3.2	Dispositif expérimental	64
3.3.3	Mesure de la température moyenne du film	66
3.3.4	Mesures d'épaisseur du film liquide	70
3.3.5	Traitement des signaux de fluorescence, incertitudes et biais de mesure	75
3.3.6	Illustration par un résultat expérimental	77
3.4	Application de la fluorescence en régime saturé : mesure instantanée résolue dans l'espace du champ de température dans le film liquide	78
3.4.1	Dispositif expérimental	78
3.4.2	Choix des colorants et sélection des bandes spectrales de détection	80
3.4.3	Traitement d'images et mesures quantitatives	83
3.4.4	Validation sur le cas d'un film liquide isotherme	93
3.4.5	Incertainces et biais de mesure	95
3.4.6	Illustration par un résultat expérimental	99
3.5	Validation du dispositif expérimental global et des techniques de mesure	100
3.5.1	Vérification de l'élévation de température moyenne mesurée	101
3.5.2	Validation du profil de température des images PLIF par la sonde de température LIF	102
3.6	Conclusion	102
4	Résultats et discussions	103
4.1	Hydrodynamique et formes des vagues étudiées	104
4.1.1	Amplitude des vagues	104
4.1.2	Champ de vitesse dans les vagues	106
4.1.3	Zones de recirculation	109
4.1.4	Conclusion sur l'hydrodynamique des films ruisselants chauffés soumis à des perturbations	111
4.2	Transferts de chaleur dans les vagues	112
4.2.1	Champs de température à l'intérieur des vagues	112
4.2.2	Mise en évidence du mélange par les mesures de la température moyenne locale	118
4.2.3	Évolution spatiale des échanges	125
4.2.4	Conclusion sur l'étude des transferts de chaleur entre le film liquide et la paroi chauffée	132

4.3 Mécanismes d'intensification	132
4.3.1 Prélèvement de liquide chaud dans la couche limite thermique par le tourbillon principal	133
4.3.2 Déformation de la surface libre et transport de masse par les effets Marangoni	134
4.3.3 Retours d'écoulement sous les creux marqués	135
4.3.4 Combinaison des potentiels mécanismes d'intensification de trans- ferts de chaleur	137
4.3.5 Conclusion	138
Conclusions et perspectives	139
Bibliographie	145

Nomenclature

Symboles Latins

A	Amplitude des vagues	Pe	Nombre de Peclet
B	Champ magnétique	Pr	Nombre de Prandtl
Cp	Capacité calorifique massique	q_w	Densité de flux de chaleur en paroi
E	Champ électrique	R	Rapport des signaux de fluorescence
e_w	Épaisseur de la feuille de titane	R_e	Résistance électrique
f_o	Longueur focale optique	Re	Nombre de Reynolds
g	Accélération de la pesanteur	s	Coefficient de sensibilité à la température
h	Coefficient de convection	T	Température
j	Densité de courant électrique	t	Temps
Ka	Nombre de Kapitza	u	Vitesse du fluide, composante tangentielle
L	Longueur du plan incliné	u_{Nu}	Vitesse du film plat à l'interface libre
l	Largeur du plan incliné	ν	Vitesse du fluide, composante transverse
Nu	Nombre de Nusselt		
P	Pression		

Symboles Grecs

α	Diffusivité thermique	ρ_e	Résistivité électrique
β	Angle d'inclinaison de la paroi	Σ	Somme des signaux de fluorescence
$\delta\Omega$	Frontière du domaine	σ	Tension de surface
δ	Épaisseur du film liquide	σ_e	Conductivité électrique
Γ	Débit par unité de largeur	σ_T	Écart-type de la mesure de température
λ	Conductivité thermique	θ	Température adimensionnée
μ	Viscosité dynamique	T_{mel}	Température normalisée à l'intérieur du liquide
ν	Viscosité cinématique		
ρ	Masse volumique		

Indices

flat Film non perturbé
m Moyen
max Maximum
min Minimum

Q Débitant
ref Référence
v Volumique
w Paroi

Introduction

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit ont été effectués au LEMTA au sein de l'Opération Scientifique « Transferts dans les Fluides » où sont menées depuis de nombreuses années des recherches sur les phénomènes de transferts de chaleur et de masse mettant en jeu des interfaces (liquide/gaz, liquide/solide, ..) et des changements de phase. Ces travaux bénéficient notamment de l'expertise de l'équipe dans l'utilisation de diagnostics optiques permettant de caractériser les transferts de chaleur et de masse en phase liquide, tout particulièrement basés sur la fluorescence induite par laser. Cette technique a bénéficié d'évolutions techniques et méthodologiques, rendant possible l'investigation de phénomènes mettant en jeu des interfaces déformables au cours du temps. Ce travail de recherche s'inscrit dans le projet FRAISE (Films Ruisselants Absorbants à Instabilités de Surface : Exploration), financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) visant à améliorer la compréhension des phénomènes de transferts de chaleur et de masse dans les films ruisselants à instabilités de surface, avec pour ambition de développer de nouveaux concepts d'échangeurs à adsorption et désorption dans les machines frigorifiques. De telles machines permettraient de s'affranchir de l'utilisation d'un compresseur, diminuant, en l'absence de consommation électrique, l'impact énergétique du système et son coût global, notamment en réduisant le risque de panne lié à des pièces mécaniques en mouvement. Le verrou scientifique majeur au développement et à la mise en œuvre de ces machines reste leur taille, qui pourrait être réduite par l'utilisation d'une faible quantité de liquide de travail, formant un film mince. En particulier, un mélange d'eau et de bromure de lithium (LiBr) est souvent utilisé comme fluide caloporteur à changement de phase dans de telles machines, dont un schéma de principe est présenté sur la figure 1. C'est dans ce contexte que l'étude de l'intensification des transferts de chaleur au sein de films ruisselants prend son sens, ceci afin d'accroître le taux de transfert de chaleur par unité de volume du fluide et par unité de surface d'échange.

Les films ruisselants naissent de l'écoulement d'une mince couche de liquide sur une paroi inclinée. Ils peuvent apparaître dans de multiples configurations :

- Sous l'effet de la gravité, dont des exemples peuvent être observés un jour de pluie lorsque l'eau dévale une route inclinée.
- Sur une paroi, par condensation de vapeur ou à l'impact d'un spray.
- Sur les pare-brises de véhicules, par impact des gouttes de pluie.

A la surface de ces films peuvent se propager des ondes pouvant donner naissance à diverses structures, se traduisant généralement par l'apparition de vagues de différentes tailles et formes. Ces vagues sont le résultat d'une compétition entre les forces

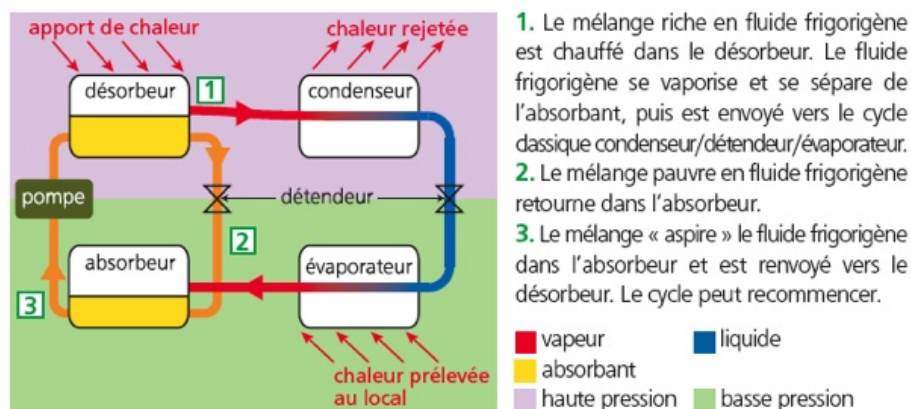


FIGURE 1 – Schéma de principe du fonctionnement d'une machine à adsorption (www.actu-environnement.com).

gravitaires, d'inertie, de viscosité et de tension superficielle. Lorsque leur longueur est grande devant l'épaisseur du film, ces vagues sont considérées comme des ondes solitaires; une illustration de leur propagation à la surface d'un film liquide suite à un forçage harmonique à différentes fréquences est présentée sur la figure 2.

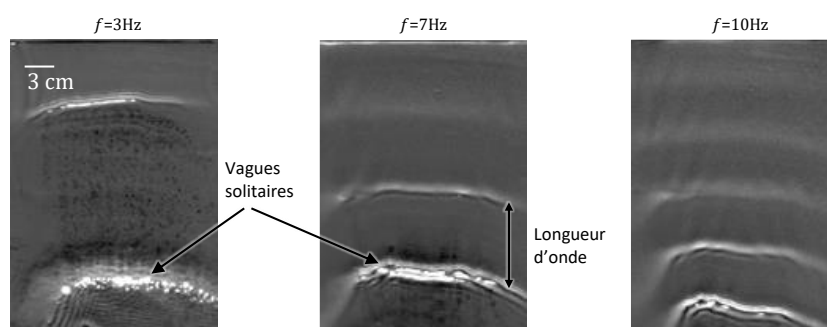


FIGURE 2 – Exemples de vagues solitaires se propageant à la surface d'un film liquide s'écoulant sur un plan incliné à 10° par rapport à l'horizontale à un débit de 4 L/min, pour trois fréquences f de forçage harmonique.

La présence de ces ondes à la surface d'un film a pour effet d'intensifier les transferts de chaleur avec la paroi et de masse entre la surface libre et le milieu gazeux ambiant en comparaison avec le film plat [36, 70]. Cette propriété a conduit à l'utilisation des films dans de nombreux procédés industriels nécessitant une dissipation de chaleur, comme promoteurs de transferts avec de bonnes performances, permettant la dissipation d'une grande quantité d'énergie pour une consommation de liquide faible. Dans le secteur de l'énergie, les films peuvent être utilisés dans les tours de refroidissement où des films se forment lorsque le liquide s'écoule sur les parois extérieures et sur le garnissage, la chaleur étant transférée à l'air convecté par la tour. Un schéma de ce système est représenté sur la figure 3a, pour une application au refroidissement des centrales nucléaires. Plus généralement, les machines dites à couche mince, dont un

exemple est donné sur la figure 3b, sont utilisées par de nombreux secteurs industriels : désalinisation de l'eau de mer, procédés agroalimentaires (concentration de jus de fruits par évaporation d'eau), pompes à chaleur, etc. Cependant, les mécanismes à l'origine de l'intensification des transferts sont encore mal compris et les études visant à dimensionner les systèmes industriels ne cherchent souvent pas à caractériser en détail l'hydrodynamique des films et les couplages avec les transferts de chaleur [46, 84, 90], mais se focalisent sur les situations critiques pouvant mener à une chute drastique des performances : démouillage du support d'écoulement, engorgement ou apparition d'une couche de vapeur à l'interface solide-liquide par caléfaction.

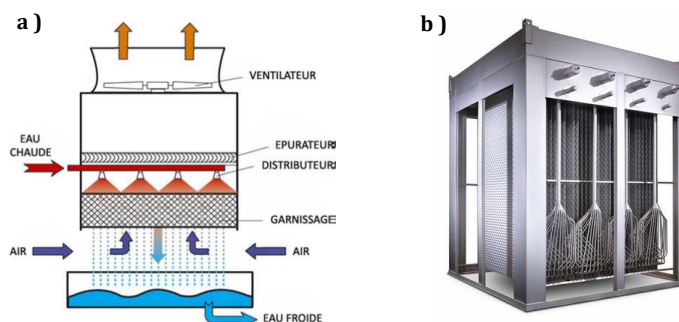


FIGURE 3 – Exemples d'applications industrielles utilisant des écoulements de film comme promoteurs des transferts de chaleur. a) Tour de refroidissement utilisée pour dissiper la chaleur de centrales nucléaires (www.matrixcooling.com) b) Machine frigorifique à films ruisselants. Dans ce système, le fluide frigorigène circule sur les faces intérieures des plaques tandis que le liquide à refroidir s'écoule à l'extérieur des plaques. (www.omegathermoproducts.com).

De nombreux efforts de recherche ont été menés afin de modéliser l'hydrodynamique des films ruisselants en condition isotherme, ces écoulements instables appartiennent au vaste champ de recherche s'intéressant aux instabilités hydrodynamiques. La résolution complète de l'écoulement par simulation numérique directe étant limitée par son coût prohibitif en terme de puissance de calcul, de nombreux modèles réduits ont été développés pour rendre compte de la naissance et du développement des instabilités de surface et leur impact sur l'hydrodynamique globale du film [4, 38, 67, 77]. Cependant, l'écoulement de film ruisselant sur une paroi chauffée nécessite une compréhension physique plus avancée des phénomènes de couplage qui sont à l'origine de l'intensification des transferts. Cette compréhension nécessite une caractérisation expérimentale fine permettant de mettre en évidence les mécanismes physiques associés, ceci afin soit de valider les modèles théoriques, soit de construire des modèles semi-empiriques. De nombreuses avancées ont pu être réalisées récemment grâce à l'utilisation de diagnostics optiques, non intrusifs, indispensables pour l'investigation de films millimétriques. Bien que de nombreuses études expérimentales aient vu le jour, un très faible nombre d'entre elles ont été en capacité d'effectuer des mesures localisées à l'intérieur du film liquide. Afin d'effectuer des études approfondies des phénomènes de couplages entre hydrodynamique et thermique, des diagnostics optiques avancés doivent être développés en vue d'obtenir des informations permet-

tant de quantifier les transferts à l'intérieur du film. Ainsi, l'objectif de ce travail, de nature essentiellement expérimentale est d'être en capacité de mener des études fines des couplages entre les transferts de chaleur et l'hydrodynamique du film, notamment grâce au développement de diagnostics optiques fondés sur la fluorescence induite par laser (LIF). Ainsi, ce manuscrit présentera les travaux effectués dans quatre chapitres :

- En premier lieu sera dressé un état de l'art des connaissances sur la physique des écoulements de films perturbés, avec un accent tout particulier sur les cas mettant en œuvre des écoulements sur une paroi chauffée. Ce chapitre permettra de présenter les équations modélisant les écoulements de film plats qui seront utilisées comme une base de référence pour les comparaisons avec les expériences.
- Le deuxième chapitre présentera le dispositif expérimental qui a été développé, permettant de générer des écoulements de films minces liquides sur une paroi inclinée chauffée avec un forçage harmonique des instabilités de surface.
- Le troisième chapitre s'intéressera au développement des différentes techniques de mesure, les diagnostics optiques fondés sur la LIF en particulier, utilisées afin de caractériser les transferts de chaleur entre le film et la paroi chauffée. En particulier, seront présentées deux applications de la fluorescence induite par laser à deux couleurs et deux colorants, afin de caractériser respectivement l'évolution temporelle, en un point, de la température moyenne du film sur son épaisseur et puis d'obtenir une représentation 2D de l'évolution spatio-temporelle du champ de température à l'intérieur du film liquide au passage des instabilités de surface.
- Finalement, le dernier chapitre présentera et discutera de l'ensemble des résultats expérimentaux afin d'analyser l'influence des instabilités de surface sur l'intensification des transferts de chaleur et d'en déduire les mécanismes physiques dominants. Pour cela, différentes échelles d'observation seront abordées, partant d'une description localisée du champ de température à l'intérieur du film pour arriver à une description globale du système à partir du Nombre de Nusselt comparant la part convective à la part conductive dans les transferts de chaleur.

1 Etat de l'art

Les films minces sont au centre de nombreux domaines de recherches et applications industrielles depuis les années 1960. Ces écoulements ont pour particularité de permettre d'intenses transferts de chaleur et de masse par l'intermédiaire d'une grande surface d'échange pour un faible volume de liquide s'écoulant à faible débit. Ils sont utilisés dans de nombreux systèmes comme des condenseurs, des évaporateurs ou des colonnes d'absorption. En général, les conditions rencontrées dans ces applications sont telles que la surface libre du film est instable et des vagues s'y propagent. Ces vagues sont capables d'intensifier les transferts de chaleur et de masse par rapport à un film sans vague [36]. Les mécanismes à l'origine de cette intensification ne sont cependant pas encore complètement identifiés, le fort couplage entre l'hydrodynamique et les transferts de chaleur rendant la modélisation et l'expérimentation complexe. L'augmentation de la surface d'échange entre le liquide et le milieu ambiant, la formation de rouleaux dans la crête de vagues et l'amincissement du film devant le front de vague sont autant d'explications qui ont été avancées comme de potentielles sources de l'intensification [73, 77]. Les travaux pionniers de P.L. Kapitza [43, 45] conduisirent à la mise en place d'un groupement sans dimension comparant l'importance relative des forces de tension superficielle et d'inertie. Ce nombre aujourd'hui appelé nombre de Kapitza, fait intervenir les propriétés physiques du fluide (ρ : la masse volumique, ν : la viscosité cinématique, et σ : la tension de surface, ainsi que la pesanteur g et l'inclinaison de la paroi β).

$$Ka = \frac{\sigma}{\rho \cdot (g \cdot \sin \beta)^{1/3} \cdot \nu^{4/3}} \quad (1.1)$$

Ce nombre sert à caractériser l'écoulement. Repris dans de nombreux travaux de modélisation et de caractérisation, il permet de décrire l'hydrodynamique complexe des écoulements de films instables dans des conditions isothermes [3, 9, 16, 42, 92]. La compréhension des couplages entre l'hydrodynamique du film et les transferts de chaleur et de masse fait l'objet d'études encore très exploratoires.

1.1 Transfert dans un film plat : Théorie de Nusselt

Le film mince dont la surface est parfaitement plate s'écoulant sur un plan incliné sans perturbations est le premier cas historiquement étudié par Nusselt en 1916 [69], ce cas particulier est aujourd'hui communément nommé "film plat de Nusselt". Un film laminaire s'écoule sur une paroi parfaitement plane, et en l'absence d'instabilité, sa surface libre est elle aussi parfaitement plane. La modélisation de cette configura-

tion fait intervenir peu de paramètres et sert généralement de point de comparaison dans de nombreuses études expérimentales réalisées sur des films perturbés [2, 40, 68]. De plus, les équations décrivant cet écoulement sont aussi une première étape pour des modèles perturbatifs de films déstabilisés qui ne résolvent pas toute l'hydrodynamique du film [5, 67, 92]. Cette configuration est donc à la base de nombreuses études, en particulier expérimentales. Le modèle de film plat de Nusselt suppose une absence de couplage entre l'hydrodynamique et les transferts thermiques. Ainsi, les résolutions des champs de vitesse et de température sont découplées.

1.1.1 Résolution du champ de vitesse

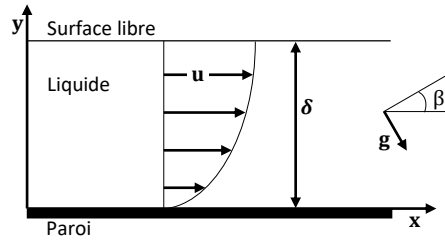


FIGURE 1.1 – Schéma d'un film plat de Nusselt d'épaisseur δ s'écoulant sur une paroi plane inclinée d'un angle β avec l'horizontale.

Considérons un film plat d'épaisseur uniforme δ s'écoulant sur une paroi plane inclinée d'un angle β par rapport à l'horizontale, comme présenté en figure 1.1. Les équations de Navier-Stokes s'écrivent dans le cas général :

$$\rho \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \rho(\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \nabla P - \rho \mathbf{g} = \nabla \cdot (\mu \nabla \mathbf{u}) \quad (1.2)$$

Dans cette équation, ρ est la masse volumique du fluide, P la pression, $\mathbf{g}$ l'accélération de la pesanteur et μ la viscosité dynamique. Le problème peut être grandement réduit dans le cas du film plat si l'on suppose que l'écoulement 2D est établi ($\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial x} = \mathbf{0}$ et $\frac{\partial P}{\partial x} = 0$) et stationnaire soit $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \mathbf{0}$ et que le fluide est un liquide visqueux et incompressible ($\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$). Le milieu ambiant est un gaz à pression uniforme, vitesse nulle, exerçant un cisaillement négligeable au niveau de la surface libre du liquide. Compte tenu de ces hypothèses, le champ de vitesse dans le film peut s'écrire de la façon suivante :

$$\mathbf{u} = u(y) \mathbf{x} + v(y) \mathbf{y} \quad (1.3)$$

L'application de la condition d'incompressibilité du fluide permet de simplifier la forme générale du champ de vitesse à :

$$\mathbf{u} = u(y) \mathbf{x} \quad (1.4)$$

En supposant cette forme du champ de vitesse, les projections des équations de Navier-Stokes s'écrivent :

$$\mathbf{x}: \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = -\rho g \sin(\beta) \quad (1.5)$$

$$\mathbf{y}: \frac{\partial P}{\partial y} = \rho g \cos(\beta) \quad (1.6)$$

L'intégration de l'équation 1.5 donne :

$$u(y) = -\frac{g}{2\nu} \sin(\beta) y^2 + K_1 y + K_2, \quad (1.7)$$

où K_1 et K_2 sont des constantes d'intégration et $\nu = \mu/\rho$ la viscosité cinématique. La condition d'adhérence du liquide à la paroi et l'absence de cisaillement à la surface libre donne les conditions limites suivantes :

$$\frac{\partial u}{\partial y}(y = \delta) = 0 \quad (1.8)$$

$$u(y = 0) = 0 \quad (1.9)$$

L'application de ces conditions à l'équation 1.7 conduit à un champ de vitesse parabolique :

$$u(y) = \frac{g \cdot \sin(\beta) \cdot \delta^2}{2\nu} \left(\frac{2y}{\delta} - \frac{y^2}{\delta^2} \right) \quad (1.10)$$

Écrire le champ de vitesse sous cette forme permet d'introduire la vitesse maximum du fluide u_{Nu} , qui se situe à l'interface liquide-gaz. Elle s'écrit :

$$u_{Nu} = \frac{g \cdot \sin(\beta) \cdot \delta^2}{2 \cdot \nu} \quad (1.11)$$

A partir de cette expression de champ de vitesse parabolique, communément appelé "demi-Poiseuille", il est possible de calculer le débit volumique de fluide par unité de largeur Γ :

$$\Gamma = \int_0^\delta u(y) \cdot dy = \frac{2}{3} u_{Nu} \cdot \delta \quad (1.12)$$

La vitesse moyenne dans l'épaisseur du film vaut ainsi $\frac{2}{3} u_{Nu}$, ce qui permet de ré-écrire assez simplement le champ de vitesse (1.10) à l'aide du débit volumique par unité de profondeur Γ ou de la vitesse moyenne du film.

A ce stade, le nombre de Reynolds Re peut être introduit. Il est basé sur l'épaisseur du film plat et sur la vitesse moyenne :

$$Re = \frac{\Gamma}{\nu} = \frac{2 \cdot u_{Nu} \cdot \delta}{3 \cdot \nu} = \frac{g \cdot \sin(\beta) \cdot \delta^3}{3 \cdot \nu^2} \quad (1.13)$$

Il est important de noter que le nombre de Reynolds d'un film ruisselant défini de cette manière n'est fonction que du débit volumique de fluide. Pour décrire l'écoulement dans le film plat de Nusselt, il suffit de connaître le nombre de Reynolds en plus de l'épaisseur du film ou de l'inclinaison de la paroi. Par exemple, la figure 1.2 présente l'évolution de l'épaisseur de film théorique obtenue pour trois inclinaisons en fonction du nombre de Reynolds.

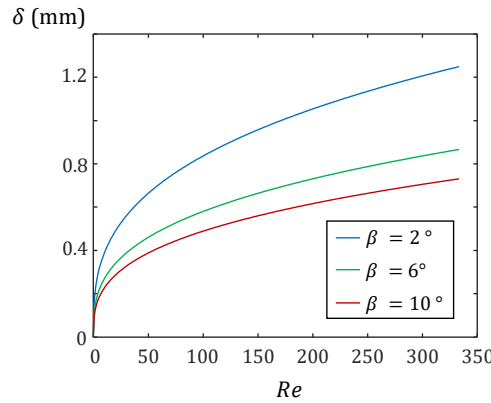


FIGURE 1.2 – Évolution de l'épaisseur d'un film plat de Nusselt en fonction du nombre de Reynolds à différentes inclinaisons, pour de l'eau à 20°C.

1.1.2 Résolution du champ de température

Dans le modèle de film plat de Nusselt, la dynamique de l'écoulement et les phénomènes de transfert sont découplés. Ainsi, la viscosité cinématique conserve une valeur constante alors qu'elle est normalement fonction de la température. Le champ de température dans le film peut être calculé en imposant le champ de vitesse obtenu précédemment, dont l'expression est donnée à l'équation 1.10. La méthode utilisée ici pour résoudre le problème thermique reprend la démarche présentée par Davis en 1973 [26]. La résolution peut être réalisée de façon relativement simple pour des conditions aux limites de type "température constante imposée" ou "flux de chaleur constant imposé" au niveau de la paroi solide. Par la suite, le cas d'un flux de chaleur en paroi constant et uniforme sera étudié, car cette situation est proche des expériences qui ont été effectuées.

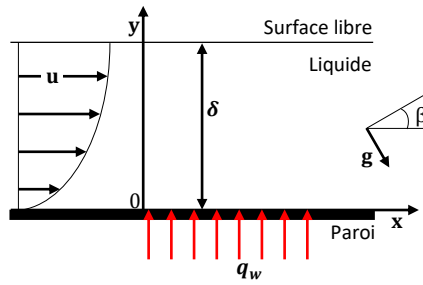


FIGURE 1.3 – Schéma d'un film plat de Nusselt d'épaisseur δ s'écoulant sur une paroi plane inclinée chauffée par une densité de flux de chaleur q_w lorsque $x > 0$.

Le schéma de la figure 1.3 décrit la géométrie considérée : un film plat est généré par un écoulement d'eau à une température initiale T_0 constante. q_w désigne la densité de flux de chaleur exprimée ici en W/m. Le flux de chaleur traversant la surface libre est supposé nul (les échanges thermiques à l'interface liquide-gaz sont négligeables en comparaison de ceux au niveau de la paroi). L'équation générale de transport de la chaleur par advection-diffusion dans le film s'écrit :

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = -\nabla \cdot (\lambda \nabla T + \rho C_p T \mathbf{u}) \quad (1.14)$$

Le fluide étant incompressible et l'écoulement étant établi et stationnaire, l'équation devient :

$$\alpha \Delta T = (\mathbf{u} \cdot \nabla) T \quad (1.15)$$

avec α le coefficient de diffusivité thermique du fluide défini par $\alpha = \frac{\lambda}{\rho C_p}$. D'après l'équation 1.4, le champ de vitesse a une composante nulle selon y , soit $\mathbf{u} \cdot \mathbf{y} = 0$. L'équation précédente projetée sur l'axe x est alors :

$$u(y) \frac{\partial T}{\partial x} = \alpha \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad (1.16)$$

Afin de simplifier les équations à venir, des longueurs adimensionnées sont introduites :

$$x^* = \frac{x}{\delta \cdot Pe} \quad y^* = \frac{y}{\delta} \quad (1.17)$$

avec Pe le nombre de Peclet comparant les transferts de chaleur par convection et par diffusion dans le film. Pe est défini par le produit des nombres de Reynolds Re et de Prandtl Pr du fluide, ainsi $Pe = Re \cdot Pr = \frac{\delta \cdot u_{Nu}}{\alpha}$. En effectuant le changement de variables (Eq.(1.17)) dans l'expression du champ de vitesse du fluide (Eq.(1.10)) et dans l'équation du transfert thermique (Eq.(1.16)), il est obtenu :

$$u(y^*) = u_{Nu} (2 y^* - y^{*2}) \quad (1.18)$$

$$u(y^*) \frac{1}{\delta Pe} \frac{\partial T}{\partial x^*} = \alpha \left(\frac{1}{\delta^2 Pe^2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^{*2}} + \frac{1}{\delta^2} \frac{\partial^2 T}{\partial y^{*2}} \right) \quad (1.19)$$

La combinaison des équations 1.18 et 1.19 permet d'écrire :

$$(2 \cdot y^* - y^{*2}) \frac{\partial T}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 T}{\partial y^{*2}} + \frac{1}{Pe^2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^{*2}} \quad (1.20)$$

Il est intéressant d'introduire la température adimensionnée définie par :

$$\theta = \frac{T - T_0}{q_w \frac{\delta}{\lambda}} \quad (1.21)$$

où T_0 est la température initiale du fluide et q_w est la densité de flux de chaleur exprimée en W/m. Dans une configuration de film mince s'écoulant sur une paroi inclinée, il est supposé que $Pe \gg 1$. Par exemple pour de l'eau à 20°C ($Pr=7$ à 20°C) et un débit volumique par unité de largeur de $\Gamma = 2 \cdot 10^{-4}$ m²/s (cette valeur est proche de celles rencontrées dans les expériences qui seront menées au chapitre 4), d'après l'équation 1.13, le nombre de Reynolds est $Re = 200$ et le nombre de Peclet est $Pe = 1400$. Il est donc possible de négliger le terme de diffusion de la chaleur selon x . L'équation 1.20 devient finalement :

$$(2 y^* - y^{*2}) \frac{\partial \theta}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^{*2}} \quad (1.22)$$

Les conditions aux limites associées au problème s'écrivent :

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial y^*} \right|_{y^*=0} = -1 \quad \left. \frac{\partial \theta}{\partial y^*} \right|_{y^*=1} = 0 \quad \theta|_{x^*=0} = 0 \quad (1.23)$$

Il n'existe pas de solution analytique évidente à ce problème aux dérivées partielles. En revanche, il est possible de le résoudre par la méthode des valeurs propres [26, 36] ou à l'aide d'outils permettant une résolution numérique approchée de ces problèmes. Ces derniers ont pour avantage de donner une solution approchée assez précise et sont relativement systématiques dans leur mise en œuvre. Le logiciel Matlab et sa toolbox

de résolution d'équations différentielles PDEtools ont ainsi été utilisés. Le champ de température adimensionnée obtenu est présenté en figure 1.4. La température augmente progressivement avec x^* comme attendu dans cette configuration où le flux de chaleur est constant et uniforme au niveau de la paroi. Les couches de fluides proches de la surface libre en $y^* = 1$ commencent à s'échauffer avec un retard (d'où un décalage en x^* des isothermes), car la chaleur doit d'abord diffuser à travers le film pour les atteindre.

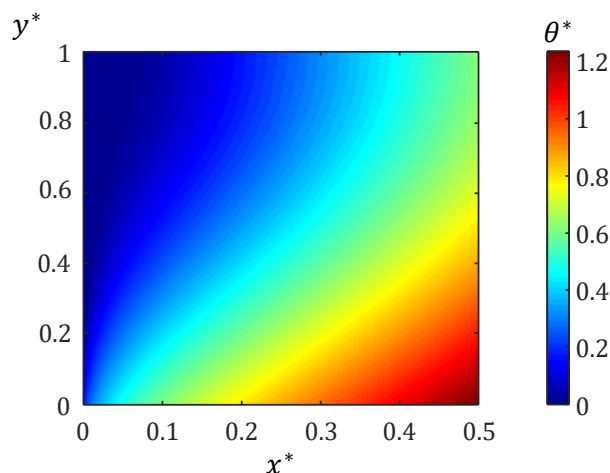


FIGURE 1.4 – Champ de température adimensionnée d'un film plat de Nusselt obtenu par la résolution de l'équation aux dérivées partielles 1.22 par Matlab.

Le modèle thermique du film plat permet de comparer de nombreuses configurations se différenciant en terme de propriétés physiques du fluide, de flux thermique et de débit, ces différents paramètres étant intégrés dans les grandeurs adimensionnées du modèle.

1.1.3 Caractérisation des transferts thermiques

Très souvent, les études expérimentales se limitent à la mesure de la température de surface [17, 18, 21, 54, 59, 61, 89] ou dans certains cas à la température moyenne du fluide [81, 82]. Dans le cas de ces dernières, la température moyenne mesurée correspond à une moyenne dans l'épaisseur du film au sens arithmétique. Cette température sera appelée température moyenne volumique $T_{m,v}$:

$$T_{m,v}(x) = \int_0^\delta T(x, y) \cdot dy \quad (1.24)$$

Cette température ne doit pas être confondue avec la température moyenne débitante $T_{m,Q}$. Dans le cas d'un écoulement de film plat dont les champs de température et de vitesse sont connus, cette dernière peut s'écrire :

$$T_{m,Q}(x) = \frac{\int_0^\delta u(y) T(x, y) \cdot dy}{\int_0^\delta u(y) dy} \quad (1.25)$$

En reprenant les notations définies précédemment, ces deux températures moyennes peuvent être exprimées en grandeurs sans dimension de la façon suivante :

$$\theta_{m,Q}(x^*) = \frac{\int_0^1 u(y^*) \cdot \theta(x, y) \cdot dy^*}{\int_0^1 u(y^*) \cdot dy^*} \quad (1.26)$$

$$\theta_{m,v}(x^*) = \int_0^1 \theta(x, y) \cdot dy^* \quad (1.27)$$

La conservation de l'énergie appliquée entre l'entrée du film et une section positionnée en x , permet de déterminer facilement $T_{m,Q}(x)$ dans le cas d'un flux de chaleur q_w uniforme :

$$T_{m,Q}(x) = T_0 + \frac{q_w \cdot x}{\rho \cdot C_p \cdot \Gamma} \quad (1.28)$$

l'équation 1.28 peut se réécrire :

$$\theta_{m,Q}(x^*) = \frac{3}{2} x^* \quad (1.29)$$

Il est possible de calculer $\theta_{m,Q}$ et $\theta_{m,v}$ à l'aide des champs de vitesse et de température obtenus précédemment. De plus, la température de la paroi T_w et la température de la surface T_s peuvent être obtenues directement à partir du champ de température dans le liquide (figure 1.4). En supposant que la paroi est d'épaisseur négligeable et qu'elle ne participe pas au transfert thermique, sa température s'exprime simplement par $T_w(x) = T(x, y = 0)$.

Les évolutions spatiales des températures sans dimension mentionnées ci-dessus sont présentées sur la figure 1.5. Il apparaît que la température moyenne débitante $\theta_{m,Q}$ suit bien l'équation 1.28 et que la température moyenne volumique $\theta_{m,v}$ est systématiquement plus chaude. Les courbes se séparent pour les petites valeurs de x^* (typiquement $x^* < 0,15$) puis elles tendent toutes vers des droites qui ont une pente égale à $3/2$. Ce comportement est caractéristique de l'établissement du champ de température le long du film, le gradient de température devenant indépendant de la distance parcourue par l'écoulement, ce qui peut se traduire par $\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^{*2}} = 0$.

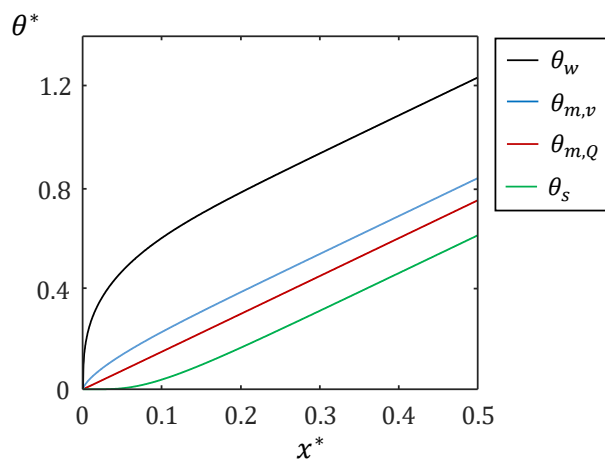


FIGURE 1.5 – Évolution des températures adimensionnées (paroi, moyenne volumique, moyenne débitante et surface) issues de la résolution du champ de température dans le film plat de Nusselt.

Afin de caractériser les transferts thermiques dans le film, le nombre de Nusselt Nu peut être utilisé. Il s'obtient dans le cas général par :

$$Nu = \frac{h \cdot \delta}{\lambda} \quad (1.30)$$

où le coefficient de convection h est défini par la loi de Newton :

$$q_w = h \cdot \Delta T \quad (1.31)$$

Dans cette équation, ΔT représente la différence entre la température de paroi et la température moyenne du film. Puisque deux définitions de température moyenne ont été données, deux nombres de Nusselt différents peuvent être considérés. En grandeurs adimensionnées, il apparaît :

$$Nu_Q(x^*) = \frac{1}{\theta_w(x^*) - \theta_{m,Q}(x^*)} \quad (1.32)$$

$$Nu_v(x^*) = \frac{1}{\theta_w(x^*) - \theta_{m,v}(x^*)} \quad (1.33)$$

L'évolution de ces deux nombres de Nusselt est tracée sur la figure 1.6. Les nombres de Nusselt, définis selon les équation 1.32 et 1.33, suivent une tendance similaire mais ne tendent pas vers la même asymptote. Pour le cas calculé à partir de la température moyenne débitante, la valeur finale est $Nu_Q(x^* \rightarrow \infty) = 2$ tandis que pour la température moyenne volumique $Nu_v(x^* \rightarrow \infty) = 5/2$. A partir de ces comportements, il est possible de définir un seuil de x^* pour lequel l'écoulement est thermiquement développé, ce qui correspond à la longueur à partir de laquelle le nombre de Nusselt Nu ne

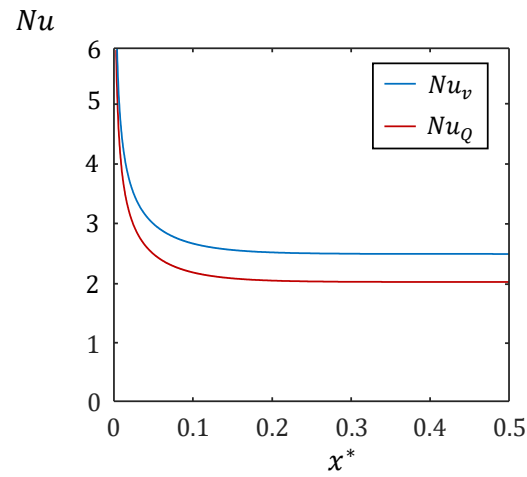


FIGURE 1.6 – Évolution du nombre de Nusselt du film plat théorique au cours de l'écoulement d'un film plat de Nusselt pour les deux définitions de température moyenne, volumique et débitante.

varie pratiquement plus. Ce seuil peut être fixé à $x^* \approx 0.15$. Le nombre de Nusselt permettra de comparer l'intensification des transferts de chaleur entre le film et la paroi pour différentes configurations d'écoulement notamment en présence d'instabilités de surface.

1.2 Les instabilités de surface

La déstabilisation de la surface libre du film peut engendrer différentes structures de vagues. Les principaux mécanismes de déstabilisation sont liés à des déséquilibres d'origine inertielle ou thermocapillaire. L'objectif de cette section est de présenter les différentes formes d'instabilités qui peuvent être rencontrées à la surface de films ruisselants.

1.2.1 Perturbations d'origine inertielle

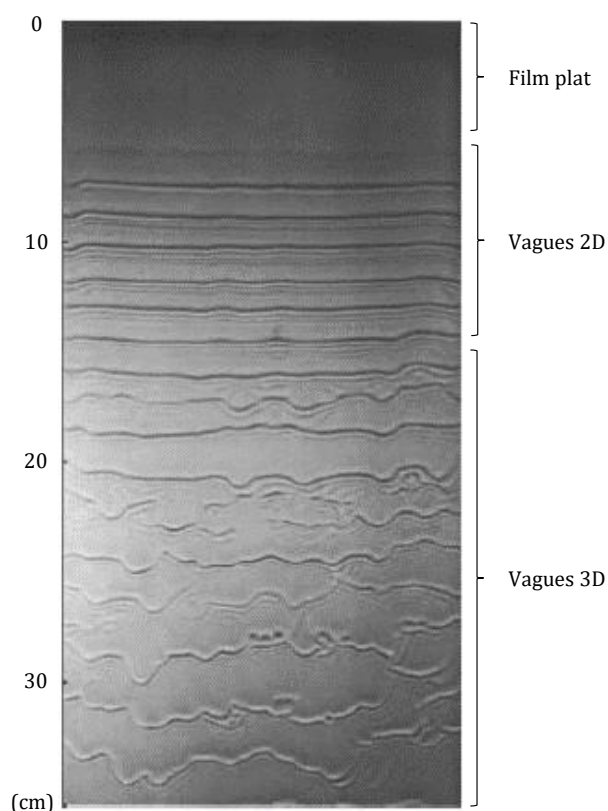


FIGURE 1.7 – Croissance des instabilités au cours de l'écoulement d'un film d'eau sur une paroi verticale à un nombre de Reynolds $Re = 32.7$. Adaptée de Park et Nosoko [70].

Lorsqu'un film s'écoule sur un plan incliné, des vagues de grandes longueurs d'ondes peuvent apparaître, il s'agit de structures dont la longueur d'onde (de l'ordre du centimètre) est très grande devant l'épaisseur du film (typiquement de l'ordre du millimètre). Ces instabilités proviennent d'un déséquilibre des différentes forces s'appliquant sur le film [87] : la viscosité du liquide et la pression hydrostatique du milieu ambiant tendent à dissiper et amortir les perturbations et donc à stabiliser le film, tandis que l'inertie du liquide le déstabilise et la tension de surface s'oppose à la déformation de l'interface. Ce sont les forces inertielles qui sont à l'origine de la déformation

de l'interface libre du film. Les instabilités apparaissent lorsque les forces d'inertie deviennent trop importantes et ne sont plus compensées par les autres forces. La limite de stabilité d'un film isotherme peut être décrite à l'aide du nombre de Reynolds Re qui compare l'importance relative des forces d'inertie et des forces visqueuses dans le fluide. D'après Brooke Benjamin [4], les premières instabilités apparaissent lorsque le nombre de Reynolds atteint une valeur critique Re_c définie par :

$$Re_c = \frac{5}{4} \cot(\beta) \quad (1.34)$$

En dessous de ce seuil, les perturbations sont dissipées par le film et il reste stable. Au-dessus de ce seuil, les perturbations sont amplifiées et des vagues apparaissent à la surface libre du film. Cette définition implique qu'un film s'écoulant sur une paroi verticale ne peut jamais être stable. La figure 1.7 montre la naissance et la propagation de ces vagues à la surface libre d'un film d'eau tombant le long d'une paroi verticale. Au cours de son écoulement, le film plat se déstabilise et des ondes planes quasi-solitaires apparaissent, qualifiées de vagues 2D. Après avoir parcouru une certaine distance, les vagues se déforment, perdent leur caractère plan et peuvent interagir entre elles, elles sont alors qualifiées de vagues 3D. Un troisième régime dit de "roll-waves" peut apparaître si le nombre de Reynolds devient suffisamment grand, leur géométrie ressemblant à celle de vagues océaniques venant s'échouer sur la plage.

La forme des ondes 2D permet de distinguer 3 zones, qui sont présentées sur la figure 1.8 : la queue de l'onde où l'épaisseur décroît lentement, précédée par la crête de la vague dans laquelle peut se développer une recirculation du liquide, visible dans le référentiel lié à la vague, et enfin les vagues capillaires de plus faibles amplitudes qui sont séparées de la crête par son front d'onde. Comme présenté sur la figure 1.8, les vagues capillaires peuvent parfois être le siège d'une recirculation lorsque leur amplitude est suffisante.

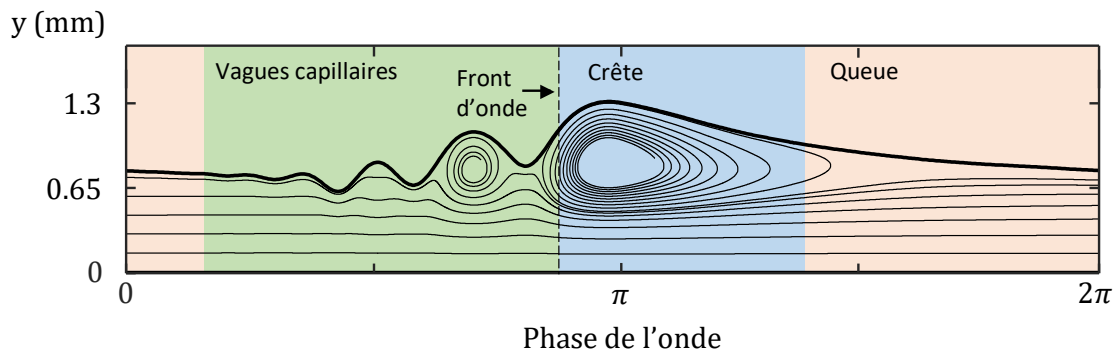


FIGURE 1.8 – Structure d'une onde 2D décomposée en 3 zones, à l'intérieur de l'onde sont représentées les lignes de courant de l'écoulement dans le film.

1.2.2 Perturbations d'origine thermocapillaire

Lorsqu'un film s'écoule sur une paroi chauffée, sa température est modifiée et des gradients de température (et/ou de composition) apparaissent, d'où des propriétés thermo-physiques qui peuvent varier dans l'espace et le temps. C'est tout particulièrement le cas pour la viscosité, la masse volumique et la tension superficielle, qui influencent directement le comportement hydrodynamique du film. Ces paramètres sont principalement ceux à l'origine du couplage entre transfert thermique et hydrodynamique. Pour la quasi-totalité des liquides, l'augmentation de température fait diminuer la tension de surface. L'échauffement localisé de la surface du film induit le déplacement de liquide depuis des zones où la température est plus froide, car la tension de surface γ est plus élevée (effet Marangoni). Il apparaît alors des variations locales d'épaisseur : des bourrelets se forment en accumulant du liquide plus froid. A la surface libre de films chauffés, l'effet Marangoni aboutit à la formation de rivelets distribués dans le sens transverse à l'écoulement. Un exemple de rivelets se développant à la surface d'un film d'eau s'écoulant sur une paroi verticale chauffée est représenté sur la figure 1.9. Ils se composent de canaux où le film est plus épais entourés par d'autres canaux où le film est plus mince. L'existence d'un gradient de température suffisant dans le film permet à ce phénomène de se développer et de s'auto-entretenir pour une grande plage de conditions d'échauffement.

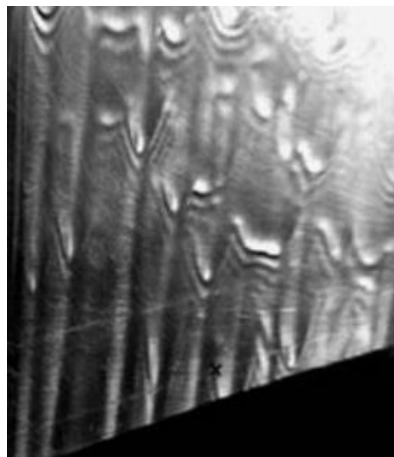


FIGURE 1.9 – Exemple de rivelets à la surface d'un film chauffé obtenu à l'aide d'un film d'eau s'écoulant sur une paroi verticale à un nombre de Reynolds $Re = 22$ et une densité de flux de chaleur en paroi de $q_w = 0.79 \cdot 10^{-4} \text{ W/m}^2$. Adaptée de Zaitsev et Kabov [94].

Lorsque les gradients thermiques sont importants, l'amincissement du film entre les rivelets peut conduire à démouiller la paroi par endroit. La forte diminution du flux de chaleur extrait par le film dans les zones sèches ou partiellement sèches, peut mener à la détérioration de la surface sur laquelle s'écoule le film, ce qui est un problème pour de nombreuses applications industrielles. Par ailleurs, si la température du liquide se rapproche de la température d'ébullition, des bulles de vapeur peuvent aussi

se former. En raison des forts flux de chaleur locaux au niveau de l'interface liquide-solide, ce phénomène représente également un risque important de détérioration de la surface solide en créant des poches isolantes thermiquement [89]. La problématique a poussé de nombreuses études à s'intéresser à la formation des zones de dé-mouillage et à leur impact sur l'écoulement et les transferts de chaleur. Dans le cadre de travaux de modélisation, des analyses de stabilité ont permis de déterminer un seuil d'apparition tenant compte des variations de propriétés du fluide avec la température [35, 38, 71, 87]. Les études expérimentales permettant de caractériser les conditions d'apparition [18, 19, 20], la structure [53, 54], la distribution des rivelets [40, 94] et leur incidence sur les transferts [17, 39] ont également été nombreuses. Les présents travaux n'ont pas pour objectif d'étudier ces structures.

1.3 Études menées sur les films isothermes

Afin de comprendre l'hydrodynamique des films ruisselants perturbés par des ondes de surface, de nombreuses recherches visant à les modéliser et à les caractériser expérimentalement ont été menées. Cette partie a pour but de donner une vue d'ensemble de ces études ayant été menées sur les films liquides isothermes en se limitant à des films parcourus de vagues inertielles 2D.

1.3.1 Études théoriques

La modélisation d'un film perturbé ruisselant passe souvent par la simulation détaillée et directe des équations de Navier-stokes (DNS), le temps de calcul pour chaque situation spécifique reste cependant particulièrement long, voire prohibitif. La complexité du problème croît encore lorsque les couplages avec les équations du transfert de chaleur sont ajoutés. Des modèles réduits ont donc été développés dans le but de simplifier les calculs et de réduire leur coût. Ces modèles concernent pour l'instant l'hydrodynamique des films ruisselants isothermes. Les premiers travaux sont ceux de P.L. Kapitza [43] et sont poursuivis par des investigations menées par de nombreuses équipes : [3, 28, 67, 74, 77, 78, 80]. Afin de modéliser l'écoulement d'un film et le développement des instabilités à sa surface, Benney [5] proposa un ensemble d'équations réduites permettant de décrire l'hydrodynamique du film à partir de la seule connaissance de son épaisseur. Ce modèle a été raffiné par Shkadov [85] qui proposa un jeu de deux équations dérivées de l'épaisseur et du débit local du film. Ce modèle nécessite une hypothèse de fermeture sur la distribution du champ de vitesse, le choix généralement fait est d'imposer un profil de vitesse parabolique dérivé de la solution théorique du film plat de Nusselt. Bien que ce modèle conduit à une approximation qui peut être parfois grossière, la simplicité de la mise en place de ce modèle fait qu'il est encore souvent utilisé afin d'interpréter les données expérimentales. Des modèles plus raffinés ont été proposés pour s'affranchir de cette hypothèse sur la forme du champ de vitesse [6, 57, 75, 93]. Parmi ces modèles permettant d'étudier la nature des instabilités de surface des écoulements de films, la Méthode des Résidus Pondérés développée

par Ruyer-Quil et Manneville [79] s'est tout particulièrement imposée. L'ouvrage de Kalliadasis, Ruyer-Quil, Scheid et Velarde publié en 2012 [42] détaille les principales équations décrivant le comportement des écoulements de films ruisselants instables.

1.3.2 Caractérisations expérimentales

De nombreuses études expérimentales ont été menées afin de caractériser la forme des instabilités ainsi que leur seuil d'apparition. Le développement de techniques de mesures peu ou pas intrusives s'est avéré nécessaire. Les études les plus anciennes se sont limitées à des mesures ponctuelles ou à de la photographie. Dans les années 1980, une technique de mesure basée sur la variation de résistivité électrique d'un fil plongé dans le liquide a été développée et a été couplée à la Vélocimétrie Laser Doppler pour obtenir des profils du front d'onde pour des films relativement épais, d'un mélange d'eau et de propylène-glycol s'écoulant sur une paroi verticale [49, 66]. Dans le même temps Liu et al. [56] ont profité de l'avènement de l'imagerie numérique CCD pour obtenir une cartographie de l'épaisseur relative de films minces à partir de l'émission fluorescente d'un traceur excité par un rayonnement UV. En outre, ils ont utilisé la déflexion d'un faisceau laser à la surface libre des vagues pour obtenir des mesures locales plus précises de l'épaisseur du film et surtout finement résolues dans le temps. Mesurant l'épaisseur du film avec une précision de quelques μm , des structures de faible amplitude, jusque-là inaccessibles, ont pu être mises en évidence, ce qui a permis de valider les théories linéaires sur la stabilité des films. En 2005, Lel et al. [52] mirent au point deux nouvelles techniques pour mesurer l'épaisseur locale d'un film : l'Imagerie Confocale Chromatique (CCI), extension d'une méthode développée quelques années plus tôt [23], et la mesure basée sur l'intensité de fluorescence. Ces deux techniques étant utilisées dans les présents travaux, leurs principes seront détaillés ultérieurement au paragraphe 3.3.4. Lel et al. [52] ont notamment mesuré l'épaisseur moyenne d'un film de fluide silicone s'écoulant sur une paroi à inclinaison réglable. Ces mesures, présentées sur la figure 1.10, ont permis de corrélérer l'épaisseur moyenne du film avec le nombre de Reynolds de l'écoulement, montrant que l'épaisseur estimée par la théorie du film plat correspond à l'expérience pour une grande gamme de nombre de Reynolds et d'inclinaisons.

Les techniques optiques non-intrusives progressant dans la communauté, de nouvelles méthodes ont été utilisées comme la technique Schlieren où un motif imprimé sur la paroi est observé par une caméra à travers la surface libre du liquide [65, 48]. La déformation par réfraction du motif observé permet de déterminer l'angle d'inclinaison de l'interface liquide-gaz et par la suite de reconstruire la surface libre du film. En 2015, Charogiannis et al. [9] ont utilisé la vélocimétrie par suivi de particules (PTV) afin de mesurer le champ de vitesse à l'intérieur du film au passage d'une vague. Les mesures PTV, présentées sur la figure 1.11, montrent que, dans les configurations de cette étude (mélange eau et glycérol, $Re=25$, $Ka=85$ et forçage des instabilités à 7 Hz), l'écoulement reste purement laminaire. La figure 1.11 présente également la vitesse de la théorie du film plat de Nusselt (en rouge) obtenue à partir de l'équation 1.10 en supposant un film plat d'épaisseur égale à l'épaisseur locale mesurée. Cette comparaison

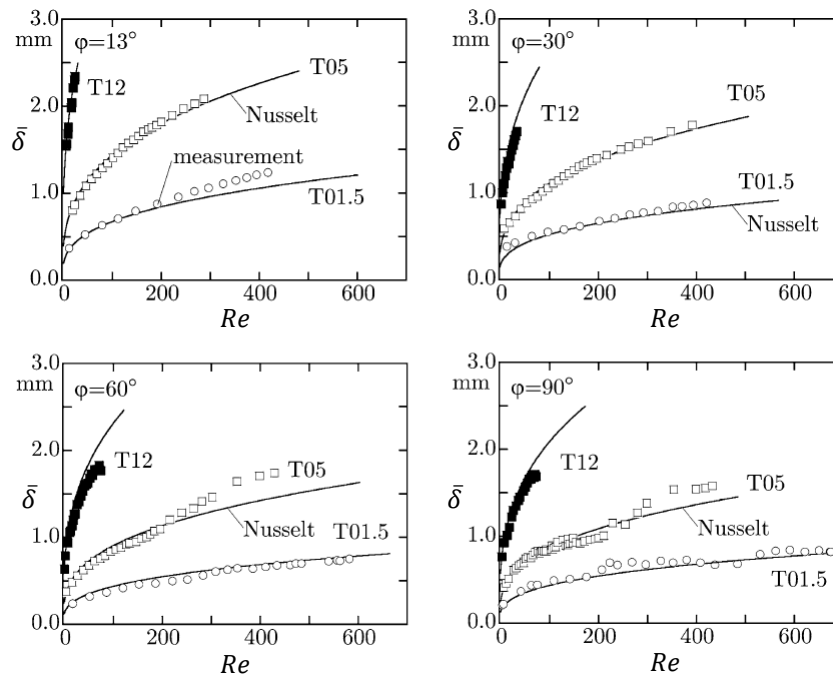


FIGURE 1.10 – Mesures de l'épaisseur moyenne de film $\bar{\delta}$ en fonction du nombre de Reynolds Re pour deux liquides (T05 et T01.5) à quatre inclinaisons de la paroi φ . Adaptée de Lel et al. [52].

met en évidence un ralentissement du film dans la crête de la vague et une accélération dans les ondulations capillaires. Ces résultats montrent une forte influence de la déformation de l'interface libre du film sur le champ de vitesse à l'intérieur du liquide.

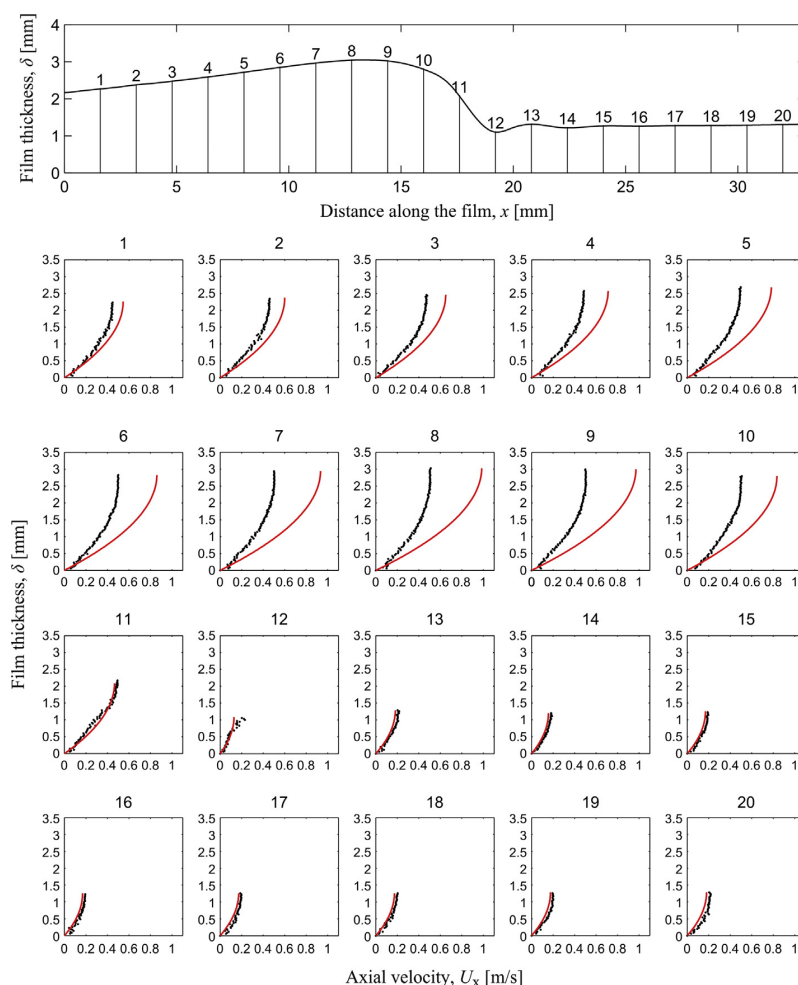


FIGURE 1.11 – Champ de vitesse au sein d’une vague 2D obtenu par PTV (en noir) comparé au profil de vitesse local calculé à partir de la théorie de film plat de Nusselt (en rouge). Adaptée de Charogiannis et al. [9].

1.4 Couplage avec les transferts de chaleur

Quand la paroi est chauffée, il existe un fort couplage entre l’hydrodynamique et les transferts de chaleur et de masse. Ces couplages rendent l’étude complète des films ruisselants encore plus difficile puisque que de nouveaux paramètres comme la température ou la composition s’ajoutent pour la caractérisation expérimentale et la modélisation. Un travail de revue par Killion et Garimella en 2001 [46] présente un grand nombre de modèles réduits couplés supposant un écoulement pré-établi. Cette hypothèse se révèle être une limitation de ces modèles, puisque l’influence des gradients de température sur l’établissement du champ de vitesse n’est jamais prise en compte.

Afin de rendre compte de l’influence des instabilités de surface sur les transferts, Demekhin et al. [27] ont dressé une cartographie des trois régimes d’instabilités hydrodynamiques en fonction du nombre de Sherwood Sh , caractérisant les transferts de masse entre le liquide et le gaz à l’interface libre du film, présentée en figure 1.12.

$Sh = K \cdot \delta_{Nu} / D$ avec K le coefficient de transfert de masse à l'interface entre liquide et gaz, δ_{Nu} l'épaisseur du film plat de Nusselt équivalent (à même débit volumique) et D le coefficient de diffusion massique de la vapeur dans l'air. Dans cette représentation, l'axe des ordonnées est gradué pour $Sh/Sc^{0.5}$, le rapport des nombres de Sherwood et de Schmidt, le nombre de Schmidt Sc étant défini par le rapport entre la viscosité cinématique et la diffusivité massique, $Sc = \nu/D$. Cette figure nous apprend que le régime dit de vagues 2D est moins efficace en terme d'intensification des transferts que les deux autres régimes qui ont un nombre de Sherwood plus élevé. Sh augmente avec le nombre de Reynolds. En supposant une analogie entre le nombre de Sherwood Sh et le nombre de Nusselt Nu , la même tendance peut être anticipée pour les transferts de chaleur, les vagues 2D assurant un transport de chaleur moins efficace parmi les trois types de vagues. Il s'agit cependant du régime le plus étudié, sa structure plus simple permettant de mieux appréhender les mécanismes mis en jeu, autant par une approche expérimentale que par la modélisation théorique.

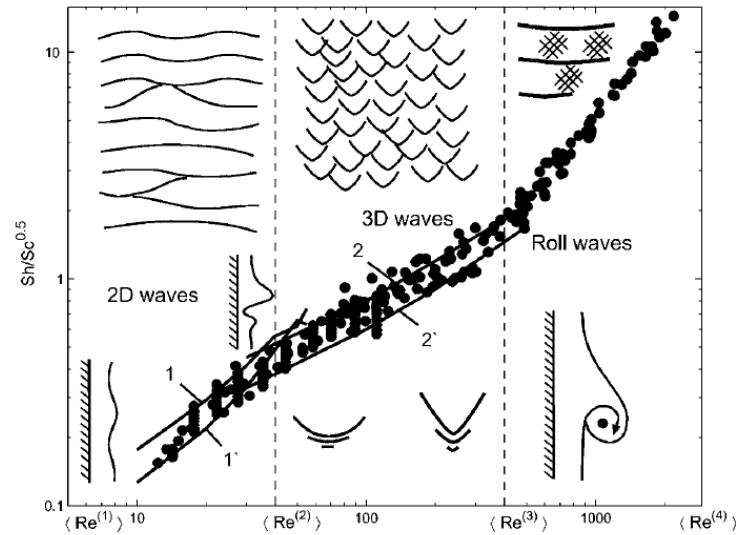


FIGURE 1.12 – Régimes d'instabilité hydrodynamique d'un film en écoulement sur une paroi verticale décrit sur un diagramme Re-Sh. Adaptée de Demekhin et al. [27].

1.4.1 Principaux mécanismes d'intensification des transferts

De nombreux mécanismes ont été proposés dans la littérature pour expliquer l'intensification des transferts de chaleur dans les films minces à instabilités de surface s'écoulant sur une paroi inclinée, les principaux mécanismes sont :

- À la surface d'un film mince, les instabilités longues-ondes se développent, naturellement ou par un système de forçage, en des ondes solitaires. Pour des débits volumiques de liquide suffisants, la vitesse du liquide dépasse la vitesse de phase de l'onde, ce qui provoque la formation d'une zone de recirculation dans

la crête de la vague, lorsque celle-ci est observée dans le référentiel mobile lié à l'onde. Dans ces zones de recirculation a lieu un mélange du liquide qui peut conduire à une intensification significative des transferts de chaleur à travers le film [3, 76]. Comme étudié par Miyara [64], la longueur de développement et la taille de ces recirculations sont fonction de divers paramètres de l'écoulement tels que le nombre de Prandtl Pr , le nombre de Reynolds Re , l'angle d'inclinaison de la paroi β ou l'amplitude des vagues. Les résultats de l'étude de Miyara [64] seront discuté plus tard au paragraphe 1.4.2. Ces zones de recirculations peuvent également se développer dans les ondulations capillaires, une représentation de ces zones a été présentée plus haut sur la figure 1.8.

- Un autre mécanisme d'intensification est lié à la variation d'épaisseur du film [44]. Lorsqu'une perturbation se propage sur un film liquide, l'épaisseur moyenne du film devient plus faible que celle d'un film plat laminaire transportant le même débit volumique de liquide. Cela provient du profil de vitesse qui n'est pas linéaire mais parabolique dans l'épaisseur du film. Une plus faible épaisseur de film conduit à une plus faible résistance de transfert thermique par conduction à travers le film. En effet, la vitesse du liquide étant plus faible à proximité du fluide, l'advection de la chaleur par l'écoulement y est plus faible en comparaison à la conduction de la chaleur dans la direction transverse de l'écoulement. Kapitza [44] a évalué l'influence de l'amincissement du film sur la résistance au transfert thermique par conduction dans l'épaisseur du film dans le cas de vagues sinusoïdales. Il a proposé une relation liant l'épaisseur moyenne du film au coefficient de transfert de chaleur : $h = 1.21 \frac{\lambda}{\delta}$, où δ est l'épaisseur moyenne du film. Cela signifie qu'en présence de vague sinusoïdales, une intensification des transferts de chaleur de 21% est attendue par rapport au même film laminaire sans vagues, du simple fait de la variation de l'épaisseur moyenne du film.
- Yu et al. [92] ont suggéré un mécanisme de convection transverse. La composante transverse de la vitesse n'est pas complètement négligeable sous une vague et augmente avec l'amplitude de l'onde. Dans le cas d'une vague sinusoïdale, Yu et al. [92] ont montré que la vitesse dans la direction transverse peut atteindre 14% de la vitesse moyenne du liquide dans la direction de l'écoulement. Cette composante transverse de vitesse renforce les transferts de masse et de chaleur à travers le film. Cependant, l'intensification des transferts n'a été observée par Yu et al. [92] que dans le cas de vagues à hautes fréquences de perturbation et non pour des ondes solitaires.
- Une séparation de l'écoulement pouvant avoir lieu dans la région des vagues capillaires a aussi été proposée comme processus capable d'intensifier les transferts de chaleur [30]. A cause de la forte courbure de l'interface libre du film au niveau d'une vague capillaire, un gradient de pression négatif peut apparaître à l'intérieur du liquide. S'il est suffisamment grand, ce gradient de pression peut compenser la composante de la force de gravité qui est tangentielle à l'écoulement. Cela induit alors une inversion de l'écoulement et un détachement de l'écoulement de la paroi. Une représentation de la séparation de l'écoulement

est présentée sur la figure 1.13. Ce phénomène semble pouvoir conduire à une intensification significative des transferts de chaleur au niveau de la paroi localisée sous les creux capillaires. Les études numériques comme expérimentales ont montré que le coefficient de transfert thermique admet un maximum local dans les minimums capillaires [1, 8].

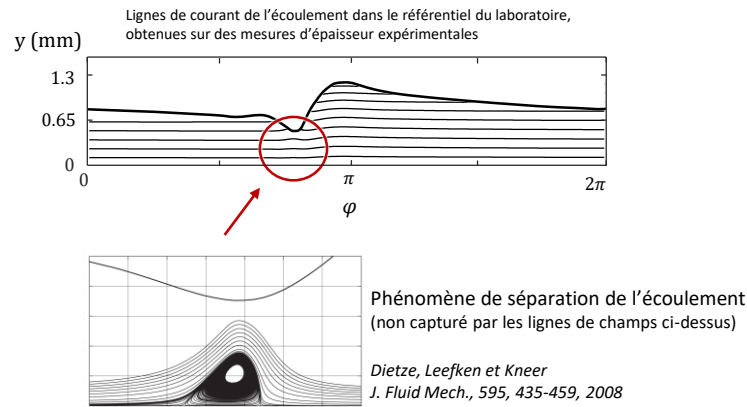


FIGURE 1.13 – Illustration du phénomène de séparation d'écoulement pouvant avoir lieu sous un creux capillaire par des lignes de courant à l'intérieur de films liquides, les deux schémas ne correspondent pas à une même configuration. En partie adaptée de Dietze et al [31].

1.4.2 Résultats numériques sur le champ de température vagues 2D

La modélisation des écoulements instables chauffés a suscité de nombreux travaux. Cependant, la simulation directe (DNS) des équations couplées de Navier-Stokes et de la chaleur est encore aujourd'hui hors de portée en raison du besoin trop élevé en ressources de calcul que demanderait cette approche. De nombreuses méthodes approchées ont vu le jour pour simuler le comportement des films à un coût acceptable. Par exemple, Miyara proposa en 1999 [64] une méthode numérique menant à la résolution successive des champs de vitesse puis de température au cours du développement d'une vague 2D par un couplage unidirectionnel, sans tenir compte de l'effet de la température sur le champ de vitesse. Les lignes isothermes obtenues à partir de la résolution du champ de température sont présentées sur la figure 1.14, elles montrent l'apparition et la croissance d'une poche de liquide froid dans la crête de la vague. Il est observé que la taille de cette poche est liée au nombre de Prandtl Pr . Ainsi, la contribution de cette poche de liquide froid dans les échanges de chaleur est fortement dépendante du liquide utilisé. Dans le cas de l'eau où $Pr \approx 7$ à température ambiante 20°C (Pr varie peu dans une plage de variation de 10°C à 30°C), les simulations montrent qu'il y a cependant une forte contribution du mélange advectif dans les transferts de chaleur.

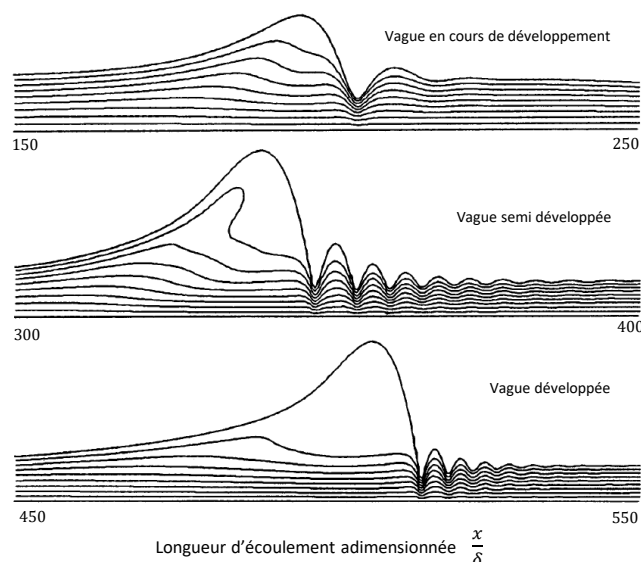


FIGURE 1.14 – Positions des isothermes au cours du développement d’une instabilité 2D en fonction de la longueur d’écoulement adimensionnée par l’épaisseur du film δ pour $Pr = 10$. Adaptée de Miyara [64].

Dans de nombreux modèles récents, un profil de vitesse parabolique auto-similaire est supposé afin de calculer le champ de vitesse à l’intérieur d’un film chauffé, ce qui constitue une limitation importante dans l’étude des ondes solitaires [10, 16, 63]. Certaines approches plus sophistiquées utilisent des modèles réduits des champs de vitesse et de température [8, 79, 83], mais nécessitent cependant de plus amples validations à partir de données expérimentales et sont souvent limitées dans leur gamme d’étude (petits nombres de Reynolds Re ou de Peclet Pe par exemple). Il est aussi possible de mentionner que dans de nombreuses études théoriques, le champ de température est calculé en supposant une température de paroi imposée. Cette condition n’est cependant que très rarement rencontrée dans les expériences, ce qui est un frein à la validation de ces modèles. Tenir compte des thermo-dépendances des propriétés physiques du liquide, comme la tension de surface ou la viscosité, est complexe. Ainsi, seul un petit nombre de simulations numériques prennent réellement en compte le couplage bidirectionnel entre l’hydrodynamique et les transferts de chaleur [25, 41].

1.4.3 Résultats expérimentaux sur les transferts de chaleur

La caractérisation expérimentale des films instables non-isothermes représente un défi, dû au domaine d’observation sub-millimétrique et à l’interface libre mobile et déformée. Les études ayant tenté de caractériser ou quantifier les transferts de chaleur entre une paroi chauffée et un film ruisselant ont en premier lieu été limitées par l’invasivité des techniques de mesures. Par exemple, Shmerler et Mudawar en 1988 [86] ont mesuré un coefficient de transfert entre une paroi verticale et un film d’eau pour des nombres de Reynolds compris entre 2500 et 39500, il s’agit d’un régime d’écoule-

ment encore aujourd'hui très largement au-dessus des capacités des simulations numériques. La paroi est chauffée par effet Joule, ce qui impose un flux de chaleur surfacique q_w au niveau de l'interface avec le film et sa température T_w est mesurée à l'aide de thermocouples. Pour déterminer la température du fluide T_f , une partie du liquide est prélevée à l'écoulement à proximité des points de mesure de la température en paroi. Ensuite, un thermocouple mesure la température du liquide prélevé à l'intérieur d'un réservoir tampon. Malgré les difficultés de la méthode, cette étude a permis de mettre en évidence la dépendance du coefficient d'échange convectif $h = \frac{q_w}{T_w - T_f}$ au nombre de Reynolds, h augmentant lorsque Re augmente. En général, l'utilisation de thermocouples pour mesurer la température de paroi est un facteur limitant. Idéalement, les thermocouples devraient être insérés dans la paroi ou encore soudés à la paroi. Ceci ne permet d'envisager les mesures qu'en un nombre limité d'emplacements et peut perturber l'écoulement. Les techniques optiques non-intrusives sont donc particulièrement avantageuses. L'utilisation de la thermographie infrarouge (IR) permet de mesurer la température de la surface libre du liquide [21, 54] et celle de la paroi [59] avec une bonne résolution spatiale et temporelle. Elle permet, entre autres, l'étude de l'effet des forces thermocapillaires de surface [22, 59, 95]. Deux études, en particulier, ont utilisé la thermographie infrarouge afin de déterminer la variation de température en face arrière d'une paroi chauffée de façon à peu près uniforme par effet Joule : Al-Sibai et al. [2] dans le cas d'une feuille de constantan de 25 μm d'épaisseur et Mathie et al. [61] dans le cas d'une feuille de titane de 50 μm d'épaisseur. Compte tenu de la faible épaisseur de ces parois et de la conductivité thermique élevée des deux matériaux utilisés, il peut être considéré que l'épaisseur de ces feuilles est négligeable du point de vue du transfert thermique, autrement dit la température de la face avant est identique à celle de la face arrière. Des exemples de mesures sont présentés sur la figure 1.15. Bien que les deux études utilisent des fluides différents (respectivement huile de silicone et eau) et correspondent à des points de fonctionnement différents, la température mesurée suit la même tendance. Des oscillations autour d'une valeur moyenne sont observées à la même fréquence que les vagues, cependant l'amplitude de ces oscillations est de l'ordre de 0.1°C pour une élévation locale de la température d'environ 15°C - 20°C, soit une fluctuation d'à peine 0.5% autour de la valeur moyenne. Le passage d'une vague a donc un effet sur la température de paroi, la faisant fluctuer dans le temps, mais l'amplitude de ces fluctuations est très faible même pour des parois minces capables de suivre rapidement les perturbations thermiques.

Parmi les techniques optiques non-intrusives, les méthodes basées sur les deux formes de luminescence : la fluorescence et la phosphorescence, ont acquis une certaine popularité. Schagen et al. [81, 82] ont développé une mesure de l'épaisseur et de la température du film ruisselant par l'utilisation de diacétyl mis en solution dans l'eau. Lorsque le diacétyl est excité par une source laser UV à 405 nm, il émet un signal lumineux de fluorescence ainsi qu'un signal de phosphorescence dont la durée de vie est bien plus longue (de l'ordre de 250 μs contre 4 ns pour la fluorescence). Les signaux de ces deux formes d'émission sont observés de manière séparée dans le temps en un même point d'espace par deux photomultiplicateurs. L'intensité de la fluores-

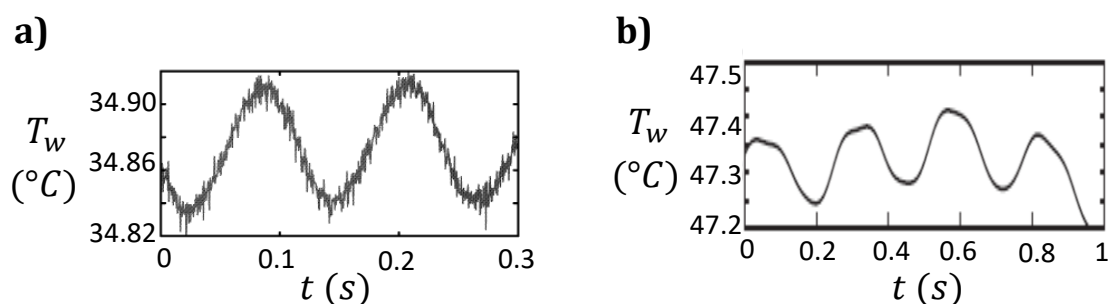


FIGURE 1.15 – Mesures par thermographie infrarouge de la température de paroi en face arrière au passage de vagues à la surface d'un film liquide. a) est une mesure sur une feuille de constantan de 25 μm d'épaisseur adaptée d' Al-sibai et al. [2]. b) est une mesure sur une feuille de titane de 50 μm d'épaisseur adaptée de Mathie et al. [61].

cence permet de déterminer l'épaisseur du film tandis que la température est obtenue par la mesure de durée de vie de la phosphorescence. En déplaçant le volume de mesure dans le sens de la profondeur, la distribution de température dans l'épaisseur du film est mesurée avec une résolution de 40 μm . La fréquence d'acquisition est dictée par la cadence des tirs laser de 50 Hz. La mesure effectuée en un autre point de l'espace par un deuxième couple de photomultiplicateurs permet de déduire la longueur d'onde des vagues. Ces travaux constituent, à notre connaissance, la seule mesure optique rapportée permettant d'obtenir une information sur la température à l'intérieur d'un film liquide instable, dont un exemple est représenté sur la figure 1.16. En effet, la thermographie infrarouge, souvent utilisée pour mesurer la température, permet d'accéder uniquement au flux de photons infrarouges émis dans une épaisseur très fine proche de la surface du film. Par exemple, pour une mesure dans une solution aqueuse, le flux lumineux est généralement détecté autour d'une longueur d'onde de 3 μm qui correspond au maximum local d'émissivité de l'eau, conduisant à une profondeur de pénétration optique inférieure à 1 μm .

La technique de fluorescence induite par laser développée par Schagen et al. [81, 82] permet une mesure robuste de l'épaisseur peu affectée par l'angle d'incidence à l'interface liquide/gaz. Cependant, les mesures de température et d'épaisseur se heurtent à une limite. En effet, la fréquence d'acquisition de 50 Hz ne permet pas de décrire les ondulations capillaires qui précèdent le front. Cette étude met en évidence la variation du coefficient de transfert thermique entre le film et la paroi au passage d'une vague et chiffre sa valeur moyenne qui peut atteindre : $h \approx 2000 \text{ W/m}^2/\text{K}$. La figure 1.17 montre l'évolution de l'épaisseur du film et du coefficient d'échange thermique entre le film et la paroi qui croît fortement au niveau du front de la vague pour redescendre au passage de la crête.

Récemment, Markides et ses collaborateurs de l'Imperial College de Londres ont mis en œuvre simultanément différentes méthodes optiques pour obtenir des mesures couplées de la température de surface du film par thermographie infrarouge [11, 59], de l'épaisseur par fluorescence induite par laser [9, 11, 59], de la température de paroi

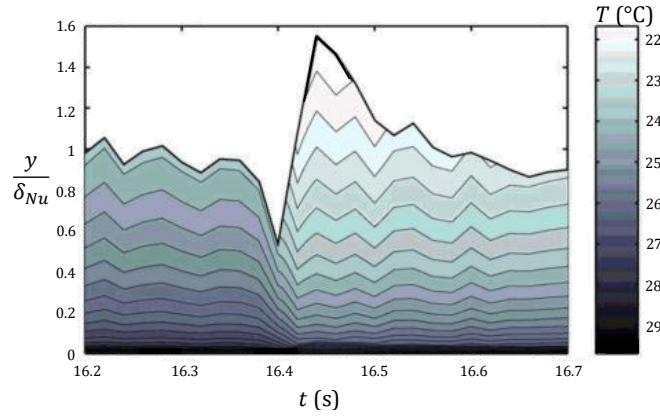


FIGURE 1.16 – Mesure de la température du liquide à l'intérieur d'un film d'eau s'écoulant sur une paroi chauffée inclinée à 2° par durée de vie de phosphorescence pour $x = 230$ mm et $Re = 126$. Adaptée de Schagen et al. [82].

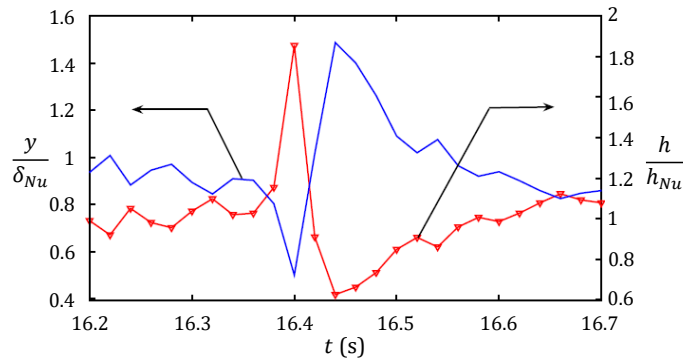


FIGURE 1.17 – Variations d'épaisseur et de coefficient d'échange thermique mesurés respectivement par fluorescence et phosphorescence du diacétyle dans un film d'eau au passage d'une vague. Adaptée de Schagen et al. [81].

par thermographie infrarouge [59, 61] et de la vitesse du fluide par vélocimétrie par image de particules [9, 11]. Le film s'écoule sur une paroi inclinée faite d'une feuille de titane de $50\ \mu\text{m}$ d'épaisseur chauffée par effet Joule, conduisant à un flux surfacique de chaleur uniforme jusqu'à $4.2\ \text{W}/\text{cm}^2$ sur une surface de $30\ \text{cm}$ par $40\ \text{cm}$, imposé par une différence de potentiel inférieure à $10\ \text{V}$ aux extrémités de la feuille. Dans un premier temps, la thermographie infrarouge est utilisée pour mesurer la température de la paroi chauffée en face arrière et l'imagerie de fluorescence induite par laser est utilisée pour mesurer l'épaisseur du film et sa température de surface [59, 61]. Dans cette configuration, le liquide estensemencé par un colorant fluorescent, la Rhodamine B. Une nappe laser de longueur d'onde $532\ \text{nm}$ et d' $1\ \text{mm}$ d'épaisseur éclaire le film perpendiculairement au plan incliné. Deux caméras détectent l'émission de fluorescence provenant de la surface du film. La concentration de rhodamine B est fixée à $1\ \text{g}/\text{L}$, ce qui constitue une concentration très élevée par rapport à d'autres applications [34, 72]. En raison de cette forte concentration, le rayonnement du laser est absorbé sur une

distance de l'ordre de quelques μm . Ainsi, seule une fine couche quasi-surfacique de liquide est excitée par la nappe laser et émet de la fluorescence. Les images permettent alors de déterminer la position de l'interface et sa température grâce au niveau d'intensité lumineuse mesurée, la Rhodamine B étant un traceur fluorescent particulièrement sensible à la température. L'approche ainsi développée permet des mesures de plus grande résolution spatio-temporelle que celles proposées dans les études antérieures. La corrélation entre température et épaisseur ainsi que le comportement des vagues le long de l'écoulement ont pu être étudiés en comparant les fluctuations de ces différentes grandeurs. En particulier, la fluctuation du coefficient de transfert par convection en fonction de l'épaisseur du film, montrant différents comportements en fonction du nombre de Reynolds, a été mise en évidence (figure 1.18). Des mesures effectuées pour des nombres de Reynolds suffisamment élevés montrent un coefficient de transfert instantané toujours supérieur au résultat théorique du film de Nusselt établi ($Nu = 2.5$), tandis qu'à plus faible nombre de Reynolds ($Re = 68$) les points de mesure s'étendent de part et d'autre de la courbe théorique du film de Nusselt. Il n'est cependant pas bien montré le rôle joué ici par la fréquence et l'amplitude des vagues.

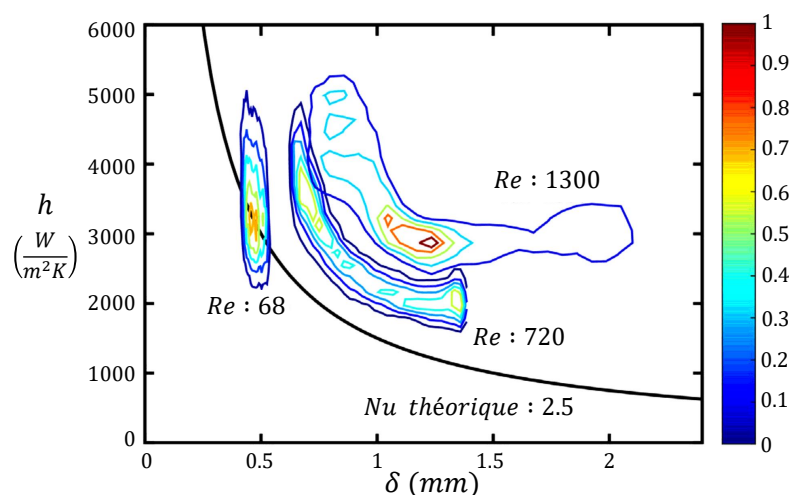


FIGURE 1.18 – Fonction densité de probabilité du coefficient de transfert thermique h en fonction de l'épaisseur du film D , la couleur représente la fonction densité de probabilité. Adaptée de Markides et al. [59].

La caractérisation du champ de vitesse dans le film est également cruciale afin d'étudier le transport de la chaleur dans le film. Cependant, une mesure non-intrusive de la vitesse est difficile à mettre en place dans le cas où la paroi sur laquelle s'écoule le film est opaque. Des méthodes spécifiques ont été développées afin de surmonter cette difficulté. Par exemple, le liquide peut êtreensemencé par des particules recouvertes d'argent afin de les rendre très peu émissives dans l'infrarouge, et ainsi mesurer la vitesse à la surface du film à l'aide de la thermographie infrarouge, par contraste avec le signal de l'eau [12]. Cette méthode innovante n'a cependant été utilisée que dans un petit nombre de cas.

Pour éviter les difficultés inhérentes à une paroi opaque, une solution est d'utiliser

une paroi en verre recouverte d'un dépôt d'ITO (oxyde d'indium-étain, optiquement transparent dans le visible et conducteur électrique). Il est alors possible d'obtenir un accès optique à travers la paroi [11]. Dans cette configuration la thermographie infrarouge permet de mesurer la température de surface du liquide, mais pour la température de paroi, il est nécessaire d'utiliser des thermocouples fichés dans le substrat de verre. L'intérêt principal de la paroi en verre est qu'elle permet de visualiser l'intérieur du film sans les distorsions optiques liées à la réfraction de la lumière à la surface libre. Cela est intéressant pour déterminer l'épaisseur du film avec la fluorescence induite par laser ou la vitesse à l'intérieur du liquide. Ainsi, pour la première fois le champ de vitesse à l'intérieur d'un film non-isotherme a pu être mesuré par la technique PTV en ensemençant le liquide avec des particules de verre. Ces mesures illustrent que des vagues 2D n'ont pas la même forme et donc la même distribution du champ de vitesse en présence ou non d'un flux de chaleur en paroi, et donc que l'effet des gradients de température sur l'établissement du champ de vitesse n'est pas négligeable. Un exemple de visualisation de la déformation de la surface libre et du champ de vitesse dans le film par le flux de chaleur pariétal est donné en figure 1.19. Cette étude ne s'intéresse cependant pas à la mesure du champ de température à l'intérieur du fluide. Bien que complexe à mettre en place, une mesure couplée des champs de vitesse et de température aurait permis de quantifier le transport advectif dans les vagues.

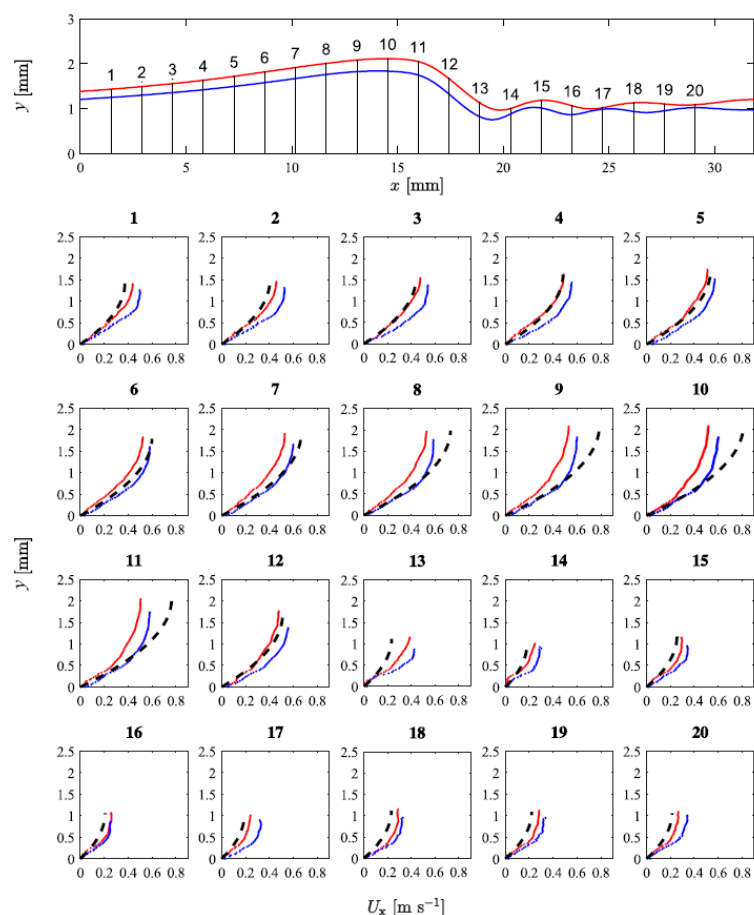


FIGURE 1.19 – Mesures des profils d'épaisseur et de champ de vitesse à l'intérieur d'un film liquide d'eau-glycérol s'écoulant sur un plan incliné à 20° à $Re = 45$ perturbé à une fréquence de $f = 12$ Hz. Les courbes rouges correspondent aux mesures dans le cas isotherme. Les courbes bleues correspondent au cas chauffé $q_w = 2.5$ W/cm². Les pointillés noirs correspondent à la solution théorique de film plat de Nusselt équivalent à l'épaisseur locale. Adaptée de Charogiannis et Markides [11].

Une réserve à l'utilisation de l'ITO concerne la génération du flux de chaleur dans le dépôt d'ITO. Dans le cas du chauffage ohmique de la feuille de titane, la tension de fonctionnement peut être maintenue en dessous de quelques Volts du fait de la conductivité électrique du titane. En revanche, la tension à appliquer aux bornes du dépôt d'ITO pour conserver la même densité de flux de chaleur est de l'ordre de 100 V, ce qui facilite les fuites de courant dans le liquide. Pour l'eau pure, la tension limite de l'électrolyse est de 1.23 V. Aucune mention n'est faite par Charogiannis et Markides [11] concernant l'électrolyse de l'eau qui, à cette tension peut devenir très importante et générer des bulles d'hydrogène au contact de la paroi, créant des poches thermiquement isolantes. D'après Charogiannis et Markides [11], l'influence des vagues sur le transfert de chaleur peut être mise en évidence en traçant l'évolution du coefficient

d'échange convectif entre la paroi et le film en fonction de l'épaisseur. La figure 1.20 montre l'évolution instantanée du coefficient de transfert thermique local en fonction de l'épaisseur de la vague. Le coefficient de température local montré ici est calculé tel que : $h = \frac{q_w}{T_w - T_\delta}$ avec T_δ la température de surface du film. Ainsi, à densité de flux de chaleur imposée et en supposant T_w constant localement, le coefficient de transfert h est inversement proportionnel à T_δ . Sur la figure, une boucle est observée, montrant que la variation de température n'est pas la même lorsque l'épaisseur augmente (front de vague) ou qu'elle diminue (queue de vague). En bleu foncé, le front de vague peut être repéré par une forte variation d'épaisseur sur peu de points. Une fois la crête de la vague passée, le coefficient de transfert (et donc la température de surface) se maintient à une valeur quasi-constante alors que l'épaisseur diminue. Puis, la température augmente brusquement alors que l'épaisseur varie peu. La variation d'épaisseur à température constante suivie d'une variation de température à épaisseur constante suggère la présence d'une poche de liquide froid transportée par la crête de la vague.

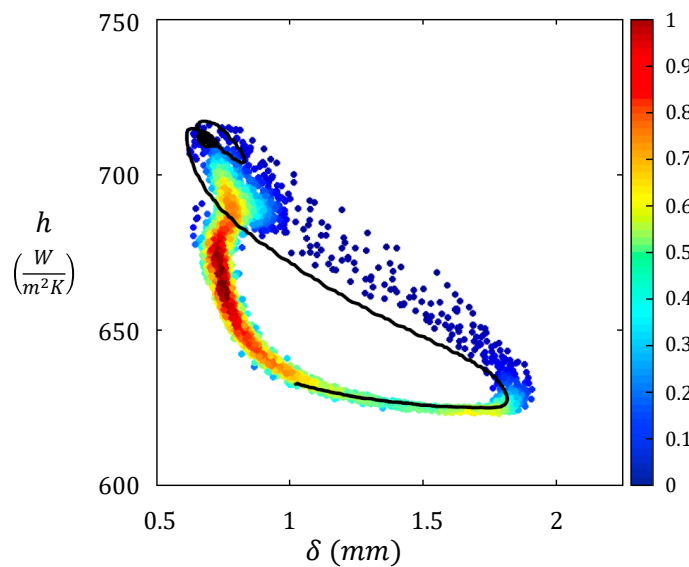


FIGURE 1.20 – Évolution du coefficient d'échange thermique local en fonction de l'épaisseur du film au passage d'une vague 2D, l'échelle de couleurs représente la fonction densité de probabilité. Adaptée de Charogiannis et Markides [11].

Finalement, Xue et al. ont mis en place en 2018 [91] une mesure de la température au sein d'un film ruisselant par fluorescence induite par laser de la Rhodamine-B, une molécule fluorescente sensible à la température. Un film d'eau s'écoule à l'intérieur d'un tube vertical en plexiglas et est chauffé localement par une bande chauffante. Un plan laser continu à 532 nm parallèle à l'écoulement est utilisé pour illuminer l'écoulement et exciter la fluorescence. En mesurant l'intensité de fluorescence émise à l'aide d'une caméra, des images de champ de température au sein du film sont obtenues, dont un exemple est donné sur la figure 1.21. Cependant, l'utilisation d'une seule bande spectrale de mesure de l'intensité de fluorescence pour déduire la température du liquide impose de nombreuses limitations. La méthode étant sensible à toute per-

turbation de l'intensité du signal de fluorescence. Une attention toute particulière doit être apportée pour maintenir constants des paramètres, comme le nombre de molécules de colorant fluorescent dans le volume de mesure ou l'intensité de l'illumination laser. Les mesures effectuées par Xue et al. [91] sont ainsi limitées à l'étude de films plats, sans perturbations de surface.

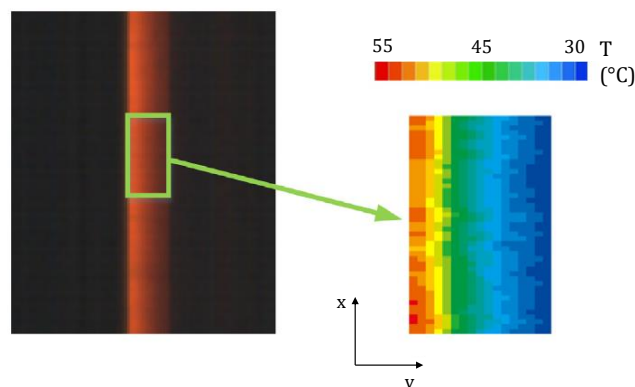


FIGURE 1.21 – Champ de température dans un film d'eau plat vertical chauffé par une bande chauffante collée à la paroi imposant une densité de flux de chaleur uniforme. Adaptée de Xue et al. [91].

Conclusions sur le couplage des transferts de chaleur et de l'hydrodynamique

De nombreuses études existent dans la littérature traitant de l'intensification des transferts de chaleur et de masse. Les efforts de recherche soutenus ont permis de proposer un certain nombre de mécanismes à l'origine de cette intensification et les modèles actuels permettent de simuler la déstabilisation du film ruisselant couplée à la résolution du champ de température à l'intérieur du liquide. Cependant, ces modèles doivent encore être confrontés à des mesures expérimentales pour attester de leur validité et il n'existe pas, à la connaissance de l'auteur, d'étude expérimentale caractérisant les transferts de chaleur à l'intérieur du film suffisante à cette fin. L'objectif des travaux décrits par la suite est d'apporter des informations sur la distribution du champ de température à l'intérieur du film liquide au passage de vagues de surface, ce qui permettra de mettre en avant les mécanismes d'intensification des transferts dans le film.

2 Dispositif expérimental

Sommaire

1.1 Transfert dans un film plat : Théorie de Nusselt	5
1.1.1 Résolution du champ de vitesse	6
1.1.2 Résolution du champ de température	9
1.1.3 Caractérisation des transferts thermiques	11
1.2 Les instabilités de surface	15
1.2.1 Perturbations d'origine inertielle	15
1.2.2 Perturbations d'origine thermocapillaire	17
1.3 Études menées sur les films isothermes	18
1.3.1 Études théoriques	18
1.3.2 Caractérisations expérimentales	19
1.4 Couplage avec les transferts de chaleur	21
1.4.1 Principaux mécanismes d'intensification des transferts	22
1.4.2 Résultats numériques sur le champ de température vagues 2D	24
1.4.3 Résultats expérimentaux sur les transferts de chaleur	25

L'objectif de ce chapitre est de présenter le dispositif expérimental développé afin d'étudier les transferts de chaleur entre une paroi chauffée et un film liquide soumis à un forçage sous la forme de vagues 2D.

2.1 Génération du film et des instabilités

2.1.1 Le circuit hydraulique

Le montage utilisé pour étudier le film ruisselant chauffé est illustré sur la figure 2.1. Le film ruisselant s'écoule sur un plan constitué d'une feuille de titane d'épaisseur $e_w = 100 \mu\text{m}$ et de dimensions $l = 300 \text{ mm}$ de large et $L = 330 \text{ mm}$ de long, tendue par deux barres de cuivre. Celles-ci servent aussi d'électrodes permettant d'injecter un courant électrique dans la feuille de titane qui est donc chauffée par effet Joule. Le circuit hydraulique fonctionne en boucle fermée grâce à une pompe (Grundfos MGE71A) faisant circuler le liquide entre un réservoir tampon et un réservoir amont, solidaire de la feuille de titane. Le débit volumique de liquide s'écoulant sur la paroi, régulé par un

by-pass, est mesuré par un débitmètre à ultrasons (Bürkert type 8081). Le débit volumique maximal atteignable par le système est de 12 L/min, soit un nombre de Reynolds du film maximum $Re = \Gamma/\nu \simeq 600$.

Le film liquide est généré par le débordement du réservoir amont et s'écoule naturellement sur le plan incliné. L'inclinaison de l'ensemble réservoir amont - plan est ajustable à l'aide d'un pivot, permettant au plan d'être incliné jusqu'à 45° par rapport à l'horizontale. La plage de travail choisie pour l'inclinaison β est de 0 à 10° par rapport à l'horizontale. Ce qui conduit à des films minces dont l'épaisseur est comprise entre 500 μm et 1200 μm .

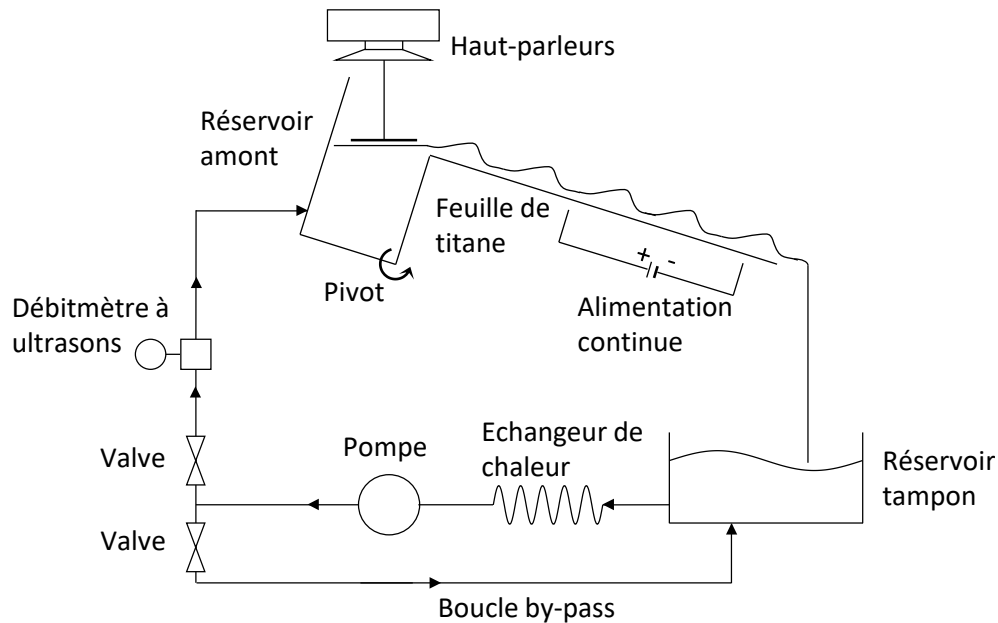


FIGURE 2.1 – Schéma du dispositif expérimental d'étude des transferts thermiques entre un film ruisselant à instabilités de surface et une paroi chauffée.

L'écoulement de film est particulièrement sensible aux perturbations. Il est important de dissiper les vibrations induites par la pompe et le circuit hydraulique avant le débordement du réservoir amont sur le plan incliné. C'est pourquoi le liquide est distribué au fond du réservoir amont en 5 points répartis uniformément dans sa largeur et qu'une grille en nid d'abeilles a été installée à l'intérieur du réservoir. Cette grille sert à tranquilliser l'écoulement alors que le liquide remplit le réservoir. Ainsi, le liquide s'écoule de façon laminaire et uniforme dans le réservoir amont.

La paroi étant chauffée et le circuit hydraulique étant fermé, la chaleur gagnée par le liquide doit être dissipée. Un échangeur de chaleur à plaques alimenté en eau froide a été installé entre le réservoir tampon et la pompe afin de contrôler la température du liquide s'écoulant dans le circuit, le maintenant à une température constante autour de 10°C. L'échangeur a été installé avant la pompe afin de limiter les variations de débit liquide dans le circuit au cours des expériences. En effet, lorsque la température de l'eau dans le réservoir tampon change du fait du chauffage de la paroi, sa viscosité

change ce qui cause des variations du débit volumique fourni par la pompe fonctionnant à fréquence de rotation constante.

Dans le réservoir amont, une plaque de PVC, en contact avec la surface libre du liquide, est mise en vibration par deux haut-parleurs alimentés par un courant sinusoïdal de fréquence f , induisant un forçage harmonique des instabilités à la surface du film ruisselant. Il a été choisi de limiter la fréquence d'excitation des vagues à 10 Hz dans cette étude.

2.1.2 Fixation de la feuille de titane

La feuille de titane est tendue dans sa longueur par un système de fixation, présenté sur la figure 2.2a. Elle est accrochée à deux mords qui peuvent être écartés à l'aide de deux tiges filetées, garantissant la tension de la feuille sur toute la longueur de l'écoulement. De part et d'autre de la feuille sont disposés des rebords en résine (Durostone UPM203) délimitant un canal d'écoulement. Les électrodes de cuivre sont fixées aux rebords et viennent pincer la feuille de titane par dessous (voir figure 2.2b), garantissant l'étanchéité du plan incliné et le contact électrique entre les électrodes et la feuille. L'ensemble est vissé au réservoir amont afin de les rendre solidaires.

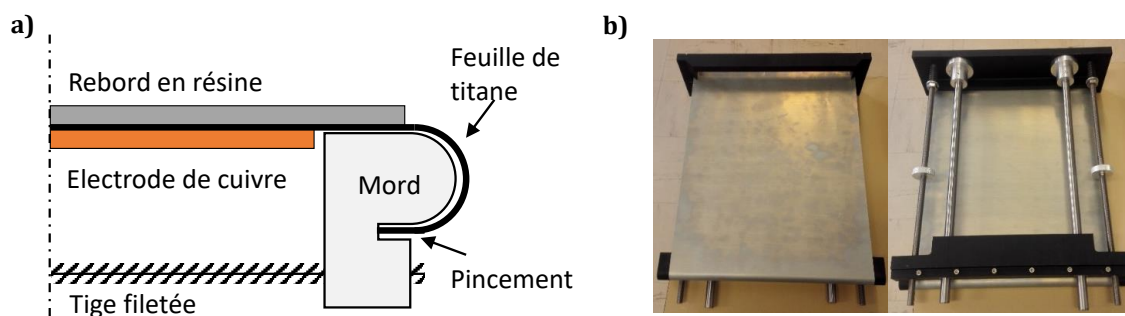


FIGURE 2.2 – Système de fixation servant à tendre la feuille de titane, à la fixer au réservoir amont et à délivrer le courant électrique. a) représente un schéma du système de fixation de la feuille et du pincement entre le rebord en résine et l'électrode de cuivre. b) est une photographie d'une feuille de titane tendue par le système de fixation, vues de dessus (gauche) et de dessous (droite).

2.1.3 Forçage des instabilités

Le forçage harmonique des instabilités permet d'améliorer la répétabilité des vagues à la surface du film [42]. Plusieurs méthodes de forçage sont disponibles : en pulsant le débit de liquide [61] ou en appliquant une perturbation mécanique à la surface libre du liquide en amont du film [48, 62, 81]. C'est cette deuxième solution qui a été choisie. Le forçage des vagues se fait à l'aide de deux haut-parleurs, présenté sur la photo de la figure 2.3. Une plaque de PVC, collée sur les membranes des deux haut-parleurs (Monacor SP-60/4), est mise en contact avec la surface libre du liquide dans le réservoir

supérieur, ce qui permet de communiquer son mouvement sinusoïdal de translation au liquide. Le déplacement de la surface libre du liquide conduit à une oscillation du débit volumique s'écoulant sur la paroi, des vagues régulières peuvent être ainsi créées à la surface du film. La fréquence f de l'oscillation est contrôlée par la tension d'alimentation des haut-parleurs. L'amplitude des vagues est une conséquence du débit volumique Γ , de l'inclinaison β et de la fréquence d'excitation f . Cette méthode permet de réduire considérablement la longueur nécessaire à l'apparition des instabilités de surface. En effet, obtenir des vagues parfaitement établies et stationnaires à partir de petites perturbations en entrée demande plusieurs dizaines de centimètres d'écoulement préalables [32, 47, 48, 50]. Ainsi, il est possible d'étudier l'effet des vagues sur une courte distance, permettant alors de réduire la surface à chauffer. Cependant, il est important de noter que cette méthode de génération de vagues a un effet important : les vagues ne sont pas parfaitement établies au bout de la paroi chauffée et donc dans toute la zone d'étude. La déformation de l'interface libre du film liquide induit des recirculations de fluide à l'intérieur du film, augmentant la part des transferts de chaleur convectif dans le film par rapport à des vagues parfaitement établies.

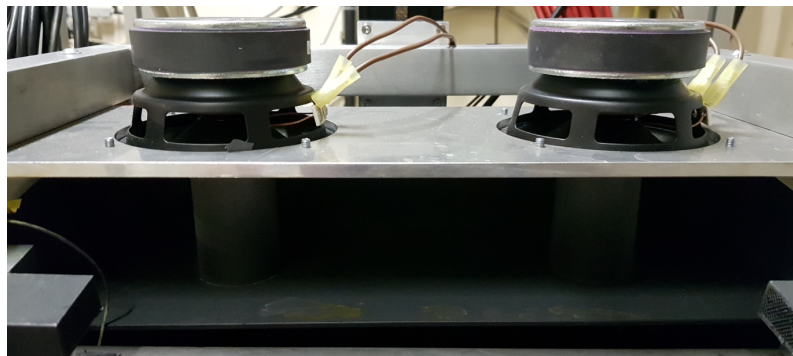


FIGURE 2.3 – Photographie du dispositif de forçage harmonique des instabilités de surface.

2.2 La paroi chauffée

Le plan incliné est chauffé par effet Joule. Pour cela, deux électrodes, des barres de cuivre de 330 mm de long, 20 mm de large et 10 mm d'épaisseur, sont en contact avec la feuille de titane de chaque côté du plan. Ces électrodes permettent de faire circuler un courant électrique continu au sein de la feuille de titane. Le courant est délivré par 5 alimentations continues (Cosel PBA15000T-5-G) montées en parallèle, celles-ci permettent de fournir un maximum de 5 V de tension et 1500 A de courant. 20 câbles de cuivre de 5 mm de diamètre permettent d'acheminer le courant électrique des alimentations vers les électrodes et de le distribuer le plus uniformément possible dans la feuille de titane. Il a été choisi de limiter la tension d'alimentation à 5 V afin de travailler dans un régime de très basse tension, pour des raisons de sécurité de l'utilisateur mais aussi pour limiter au maximum l'électrolyse de l'eau. La tension limite d'apparition de l'électrolyse de l'eau pure est de 1.23 V, plus la tension imposée entre les électrodes est

grande plus la vitesse de dissociation des molécules d'eau augmente. L'électrolyse de l'eau fait apparaître des bulles d'hydrogène et d'oxygène gazeux à l'interface liquide-solide, limitant les transferts de chaleur à cette interface et perturbant l'écoulement du liquide. Pour cette même raison, le choix du matériau du plan incliné s'est porté sur le titane qui dispose d'un potentiel redox supérieur aux autres métaux, ce qui limite les phénomènes de corrosion du fait de l'électrolyse. Le courant électrique traversant la feuille de titane est relevé par une boucle ampèremétrique et la tension appliquée est mesurée entre les deux électrodes à l'aide d'un voltmètre.

2.2.1 Choix du matériau du plan incliné

Le matériau utilisé pour la paroi doit respecter différentes contraintes. La résistance totale de la paroi doit correspondre aux besoins de l'alimentation électrique pour pouvoir utiliser le maximum de la puissance électrique possible. La paroi doit être assez fine pour limiter les effets capacitifs et diffusifs en son sein et permettre de mesurer sa température par sa surface inférieure. Afin d'utiliser le maximum possible de la puissance électrique délivrable par l'alimentation électrique, la résistance totale de la feuille doit être proche de $5V/1500A = 3.3\text{ m}\Omega$. La résistance totale R_e de la feuille s'exprime en fonction de ρ_e sa résistivité électrique, e_w son épaisseur, L sa longueur et l sa largeur :

$$R_e = \frac{\rho_e \cdot l}{L \cdot e_w} \quad (2.1)$$

Une liste de quelques matériaux et leurs propriétés est présentée dans le tableau 2.1. Dans un premier temps, une feuille d'acier de $50\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur a été utilisée comme paroi. En effet, il s'agit de la configuration permettant d'obtenir la résistance électrique la plus adaptée à l'alimentation électrique choisie. De plus, une couche de passivation de couleur noire, de quelques nanomètres d'épaisseur, peut être obtenue par réaction d'oxydo-réduction avec du sulfate de cuivre ou de l'acide sélénieux. Cette couche permet d'éviter la corrosion progressive de la paroi du fait de la circulation de l'eau. Sa coloration noire permet aussi d'augmenter l'émissivité optique de la surface, permettant d'éventuelles mesures par thermographie infrarouge. Cependant, cette méthode a été abandonnée car l'acier se corrode très rapidement lorsqu'il est parcouru par un courant électrique en présence d'eau, du fait de son potentiel d'oxydo-réduction trop faible par rapport à la tension circulant entre les deux électrodes, provoquant ainsi une forte corrosion galvanique au niveau de l'une des deux électrodes. Ceci a en particulier conduit au choix du titane ayant un potentiel d'oxydo-réduction plus élevé, de -1.21 V pour le titane contre -0.44 V pour le fer. Une feuille de titane de $100\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur a été utilisée, sa résistivité électrique $\rho_e = 4.20 \cdot 10^{-7}\text{ }\Omega\cdot\text{m}$ permet de travailler dans le domaine de fonctionnement de l'alimentation électrique.

Matériau	Résistivité électrique ρ_e ($\Omega \cdot m$)	Masse volumique ρ ($kg \cdot m^{-3}$)	Conductivité thermique λ ($W \cdot K^{-1} \cdot m^{-1}$)	Capacité thermique C_p ($J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$)	Diffusivité thermique α ($m^2 \cdot s^{-1}$)
Acier inox	$1.18 \cdot 10^{-7}$	7870	16.3	450	$4.6 \cdot 10^{-6}$
Acier	$9.61 \cdot 10^{-8}$	7870	50	450	$1.4 \cdot 10^{-5}$
Fer	$9.61 \cdot 10^{-8}$	7870	80	450	$2.3 \cdot 10^{-5}$
Graphite	$1.38 \cdot 10^{-6}$	2100	165	710	$1.1 \cdot 10^{-4}$
Nickel	$6.99 \cdot 10^{-8}$	8910	90.9	444	$2.3 \cdot 10^{-5}$
Titane	$4.20 \cdot 10^{-7}$	4510	21.9	503	$9.7 \cdot 10^{-6}$

TABLE 2.1 – Propriétés de différents matériaux utilisables pour la paroi [37].

2.2.2 Dimensionnement de l'alimentation électrique

L'alimentation électrique a été dimensionnée afin d'obtenir une puissance de chauffage par effet Joule de la paroi suffisamment élevée pour induire une élévation de température du fluide mesurable. Le transfert de chaleur convectif entre la paroi solide en titane et le film d'eau peut être modélisé par la loi de Newton reliant la différence entre la température du solide T_w et celle du fluide T_0 au flux de chaleur surfacique q_w par un coefficient de convection h tel que $q_w = h(T_w - T_0)$. D'après Mathie et al. [61], ayant mis en place un système similaire, le coefficient de convection entre la paroi et un film d'eau s'écoulant sur un plan incliné en titane de 50 μm d'épaisseur à un nombre de Reynolds $Re = 300$ varie entre 2000 et 5000 $W/m^2/K$ au passage d'une vague. Ces valeurs permettent d'estimer la température d'équilibre d'une feuille de titane en fonction des conditions expérimentales. En négligeant son épaisseur et en supposant que le coefficient d'échange convectif ainsi que la densité de flux de chaleur sont uniformes dans l'espace, la température de la feuille de titane s'écrit :

$$T_w = T_0 + \frac{q_w}{h} \quad (2.2)$$

L'élévation de la température de la paroi de titane en fonction de la densité de puissance q_w et du coefficient d'échange h est représentée en figure 2.4. La part de la convection naturelle avec l'air dans le cas d'une plaque plane peut être estimée par un coefficient de transfert convectif h de l'ordre de 10 $W/m^2/K$, négligeable devant les valeurs choisies pour modéliser l'échange convectif avec l'eau. Afin d'obtenir une différence de température de contact suffisante entre la paroi et le fluide (au moins 5°C), la densité surfacique de puissance par effet Joule à fournir doit être supérieure à 2.5 W/m^2 dans la configuration la plus contraignante.

Le titane a une résistivité électrique $\rho_e = 4.2 \cdot 10^{-7} \Omega m$, ce qui signifie que pour dissiper par effet Joule une densité de puissance de 2.5 W/m^2 dans la feuille de titane de 100 μm d'épaisseur entre deux électrodes de 330 mm de long espacées de 300 mm, la puissance électrique totale à fournir est de 2500 W pour une tension de 3.1 V et un courant de 805 A. L'alimentation électrique installée permet de fournir une tension et

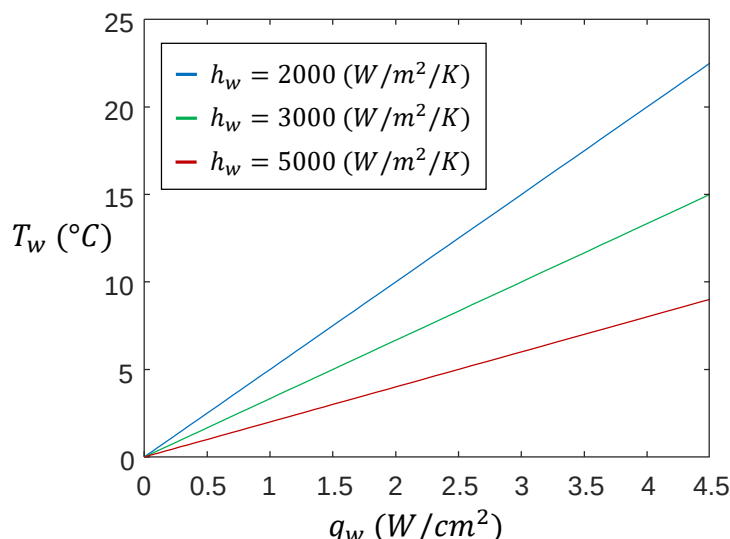


FIGURE 2.4 – Élévation de la température d'équilibre de la paroi en fonction de la densité de puissance par effet Joule et du coefficient d'échange convectif entre le film liquide et la paroi chauffée, modèle à 0 dimension.

un courant électrique répondant à cette contrainte, avec la possibilité de fournir une densité de puissance maximale de 6.5 W/m^2 , sous une tension entre les électrodes de 5V.

2.2.3 Transfert de l'énergie électrique dans la paroi

Répartition du champ de puissance électrique dans la paroi

De par la conception du système, la densité de courant dans la feuille n'est pas uniforme, ce qui conduit à une distribution spatiale de densité de flux de chaleur par effet Joule non-uniforme, il convient d'en déterminer la répartition. En effet, les électrodes disposées de chaque côté de la feuille de titane ne couvrent pas totalement sa longueur. Afin de permettre la fixation sur les mords, la feuille de titane doit être plus longue que les électrodes, comme schématisé sur la figure 2.2a. Puisque la différence de potentiel imposée par les électrodes ne couvre pas totalement la longueur de la feuille, le courant électrique se distribuant dans l'ensemble du conducteur, les lignes isopotentielles dans la feuille ne sont pas des droites et ainsi la densité de courant n'est pas uniforme sur la surface. Il est nécessaire de connaître la distribution du champ de densité de courant, et donc de puissance dissipée par effet Joule, afin de déterminer la densité de chaleur transférée de la paroi au film liquide dans l'espace. Les équations de Maxwell sont utilisées afin de résoudre le champ de densité de puissance par effet Joule dissipée dans la feuille de titane en régime stationnaire. La loi d'Ohm locale s'écrit :

$$\mathbf{j} = \sigma_e \mathbf{E} \quad (2.3)$$

avec $\mathbf{j}$ la densité de courant électrique, σ la conductivité électrique du matériau et $\mathbf{E}$ le champ électrique. L'équation de Maxwell-Faraday en régime stationnaire s'écrit :

$$\text{rot}(\mathbf{E}) = 0 \quad (2.4)$$

Par définition du rotationnel, cette équation signifie qu'il existe un potentiel scalaire électrique U tel que :

$$\mathbf{E} = \nabla U \quad (2.5)$$

D'autre part, l'équation de Maxwell-Ampère en régime stationnaire donne la relation suivante :

$$\text{rot}(\mathbf{B}) = \mathbf{j} \quad (2.6)$$

où $\mathbf{B}$ représente le champ magnétique induit par la densité de courant $\mathbf{j}$. De par la définition du rotationnel, il vient :

$$\nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \quad (2.7)$$

Finalement, les équations 2.3, 2.5 et 2.7 conduisent à l'équation du champ de potentiel dans la feuille de titane :

$$\Delta U = 0 \quad (2.8)$$

Les conditions aux limites représentatives de la géométrie du montage expérimental sont représentées dans la figure 2.5a. Les dimensions totales de la feuille de titane sont $L_e = 50$ cm et $H = 30$ cm. Les électrodes de longueur $l = 33$ cm de long disposées de chaque côté de la feuille sont centrées sur la longueur de la feuille, elles recouvrent ainsi la feuille sur $x \in [8.5; 41.5]$ cm. Une différence de potentiel est appliquée entre les deux électrodes et la frontière $\delta\Omega$ où ne se trouve pas d'électrode est isolée électriquement. Les conditions aux limites du domaine s'écrivent :

$$\left. \frac{\partial U}{\partial n} \right|_{\delta\Omega} = 0 \quad U|_{y=0, x \in [8.5; 41.5] \text{ cm}} = 0 \text{ V} \quad U|_{y=1, x \in [8.5; 41.5] \text{ cm}} = 1 \text{ V} \quad (2.9)$$

où n représente le vecteur unitaire normal à la frontière $\delta\Omega$. Le champ de potentiel obtenu en résolvant ce problème aux dérivées partielles est représenté sur la figure 2.5b.

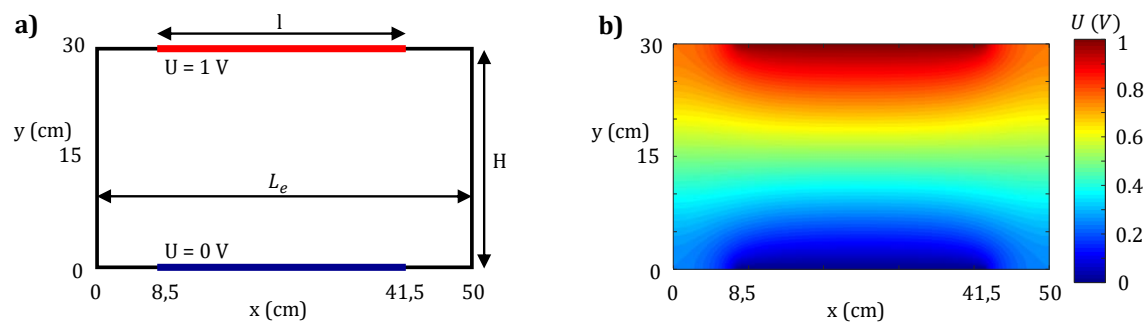


FIGURE 2.5 – Résolution de l'équation aux dérivées partielles de la répartition du potentiel électrique dans la feuille de titane. a) représente un schéma du montage électrique des électrodes sur la feuille de titane. b) présente la distribution du champ de potentiel dans la feuille de titane obtenue après résolution.

Il est finalement possible de déduire le champ de densité de puissance dissipé par effet Joule dans la feuille de titane par :

$$q_w(x, y) = \frac{\mathbf{j}^2}{\sigma_e} \quad (2.10)$$

La figure 2.6 représente la distribution du champ de densité de puissance dans une feuille d'un conducteur de conductivité électrique $\rho_e = 1 \text{ S/m}$. Il apparaît qu'au bord des électrodes, la quantité de chaleur dissipée est maximale et représente des zones à risque où le film liquide peut rompre et démouiller le plus facilement la surface, causant sa détérioration suite à une augmentation rapide de sa température.

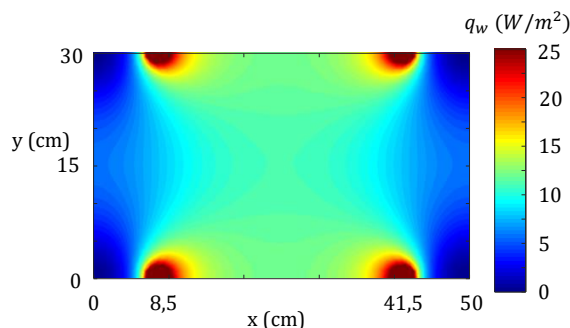


FIGURE 2.6 – Distribution du champ de densité de puissance dissipé par effet Joule dans une feuille de conductivité électrique $\rho_e = 1 \text{ S/m}$.

Il apparaît qu'une partie de la chaleur est dissipée hors de la zone délimitée par les électrodes. La densité de puissance peut être intégrée dans la largeur de la feuille afin de déterminer la proportion de la puissance dissipée dans la largeur de la feuille le long de l'écoulement :

$$q_{w,mean}(x) = \frac{1}{l} \int_0^l q_w(x, y) dy \quad (2.11)$$

La densité de puissance moyenne dissipée dans la largeur de la feuille le long de l'écoulement est représentée sur la figure 2.7a. Il apparaît que la densité de puissance moyenne dissipée dans la zone délimitée par les électrodes est stable en dehors des pics de puissance observés au voisinage du bord des électrodes. Il est possible de déterminer la proportion R_{in} de la puissance dissipée dans la zone entre les électrodes par :

$$R_{in} = \frac{\int_{8.5}^{41.5} q_{w,mean}(x) dx}{\int_0^{L_e} q_{w,mean}(x) dx} \quad (2.12)$$

Le calcul montre que la proportion R_{in} de la puissance dissipée dans la zone entre les électrodes vaut 78%, la puissance dissipée en dehors de cette zone n'est donc pas négligeable, en particulier en amont où le fluide est déjà en contact avec la paroi et donc commence à s'échauffer. Ce profil ne correspond cependant pas à la répartition de densité de puissance observée par le fluide lorsqu'il s'écoule le long de la feuille. Dans les expériences qui seront présentées, les mesures sont toujours effectuées le long de l'écoulement (l'axe x dans ce modèle) au milieu de la feuille dans la largeur ($y = 15$ cm ici). C'est donc le profil de densité de puissance dissipée le long de cette ligne qui est représentative. Le profil de densité de puissance le long de la ligne de mesure, obtenu directement à partir du champ de densité de puissance représenté en figure 2.6, est normalisé par la puissance totale dissipée dans la feuille :

$$q_{w,norm}(x) = \frac{q_w(x, y = 0.15)}{\frac{1}{L_e \cdot l} \int_0^{L_e} \int_0^l q_w dy dx} \quad (2.13)$$

Le profil normalisé de densité de puissance $q_{w,norm}$ le long de la feuille est représenté sur la figure 2.7b. Ce profil montre que la densité de puissance observée par le film liquide lorsqu'il s'écoule le long de la feuille de titane n'est pas constante et qu'elle connaît un maximum en $x = L_e/2$. Il est donc nécessaire de tenir compte de la non-uniformité du champ de densité de chaleur dissipée par effet Joule à la surface de la feuille de titane. Le profil normalisé de densité de puissance permet de calculer, en connaissant la puissance électrique totale injectée entre les deux électrodes, la densité de puissance dissipée vers le film liquide le long de l'écoulement.

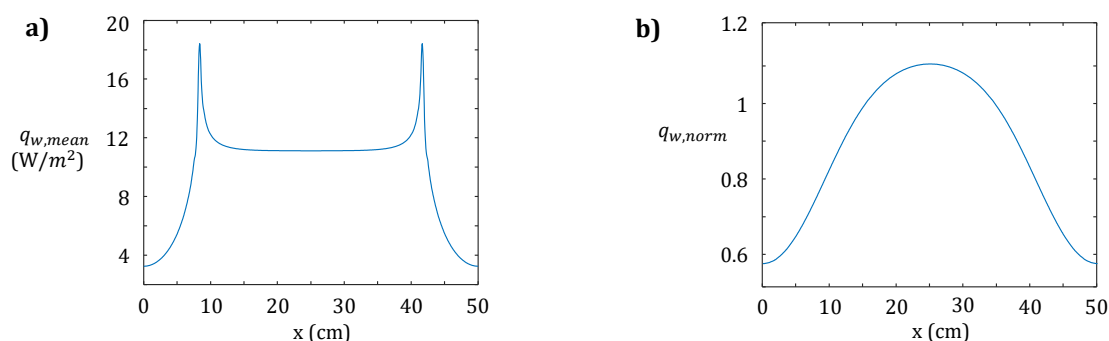


FIGURE 2.7 – Profils de densité de puissance dissipés au milieu de la feuille de titane le long de l'écoulement. a) densité de puissance moyenne dissipée dans la largeur de la feuille le long de l'écoulement. b) densité normalisée de puissance électrique dissipée au milieu de la feuille le long de l'écoulement.

Résistance électrique de contact entre la paroi et les électrodes

Bien que la surface de contact entre les électrodes et la paroi soit grande et que les électrodes soient maintenues contre la feuille de titane par un serrage fort, le contact électrique entre les conducteurs n'est pas parfait. Il faut donc tenir compte de la résistance de contact qui existe entre les électrodes de cuivre et la feuille de titane. Il n'est pas non plus possible de négliger complètement la résistance électrique des barres de cuivre en elles-mêmes. De par la conception du système, la tension peut être mesurée entre les barres de cuivre mais il n'est pas possible de mesurer la tension imposée aux bornes de la feuille de titane sans perturber l'écoulement du fluide. Le montage peut être représenté par une succession de résistances électriques en séries représentée sur la figure 2.8, avec I le courant électrique traversant le circuit, U_{tot} et U_{ti} respectivement la tension aux bornes des électrodes et de la feuille de titane, R_{ti} la résistance électrique totale de la feuille de titane, R_{cu} les résistances des barres de cuivre et R_{cont} les résistances de contact.

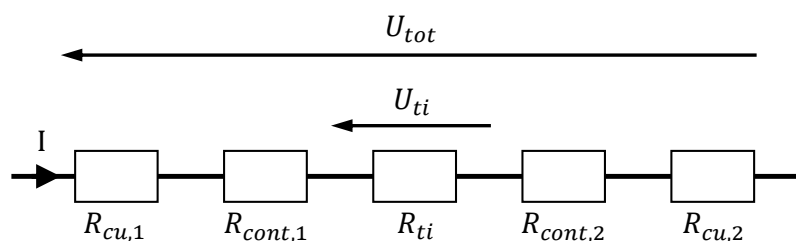


FIGURE 2.8 – Schématisation des résistances électriques mises en jeu dans le montage électrique.

La tension mesurée expérimentalement est U_{tot} alors que la tension d'intérêt est U_{ti} , permettant le calcul de la puissance totale dissipée par effet Joule dans la feuille par la loi d'Ohm. En supposant les résistances de contact et du cuivre constantes, les lois de Kirschhoff permettent de poser un coefficient correcteur de la tension K_U tel que :

$$K_U = \frac{U_{ti}}{U_{tot}} \quad (2.14)$$

Ce coefficient correcteur permet de déterminer la tension réelle aux bornes de la feuille de titane à partir de la mesure de tension entre les électrodes, il sera relevé au début de chaque expérience.

Finalement, la puissance dissipée par effet Joule au milieu de la feuille de titane le long de l'écoulement peut s'exprimer par :

$$q_w(x, y = 0.15) = K_U \cdot I \cdot U_{tot} \cdot q_{w,norm}(x) \quad (2.15)$$

De manière générale, le coefficient correcteur vaut $K_U = 0.82$, ne pas le prendre en compte reviendrait à effectuer une erreur de 18% sur l'estimation de la densité de flux de chaleur dissipée en paroi.

2.2.4 Transfert de chaleur à travers la paroi en régime harmonique

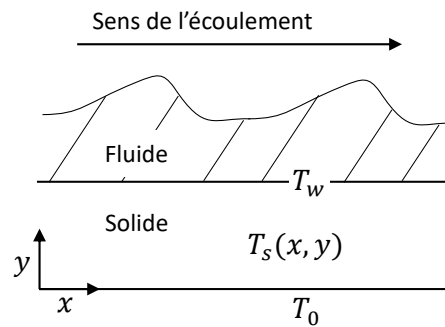


FIGURE 2.9 – Schématisation du problème inverse de transfert de chaleur 1D dans l'épaisseur de la feuille de titane

Afin de caractériser les transferts de chaleur entre le film liquide et la paroi solide, il faut déterminer la température de l'interface entre les deux phases. Cela signifie que la température de la surface solide en contact avec le liquide doit être mesurée. Cependant, il est difficile d'avoir accès à la surface solide à travers le fluide sans perturber l'écoulement du film. Une solution est de mesurer la température de la face arrière (en contact avec l'air) de la paroi et d'en déduire la température de sa face avant (en contact avec l'eau). Dans cette partie, une modélisation des transferts de chaleur au sein de la feuille de titane constituant le solide sera présentée, avec pour objectif de déterminer une relation liant la température de la face arrière de la paroi à la face avant.

Au cours du fonctionnement en régime d'instabilités forcées, le passage des vagues impacte le flux de chaleur à l'interface liquide-solide, ce qui a pour effet de perturber la température de la paroi. Il est possible de modéliser l'influence des vagues sur le transfert par une pulsation sinusoïdale du flux de chaleur à l'interface liquide-solide autour

de sa valeur moyenne. Le problème de transfert dans la feuille de titane est schématisé sur la figure 2.9, un développement complet de la résolution de ce problème est décrit dans [60]. En supposant que l'épaisseur de la feuille de titane est faible devant sa longueur, il est possible de considérer que la conduction dans l'épaisseur de la feuille de titane est le seul phénomène de transfert mis en jeu au sein du solide. Ainsi, l'équation de la chaleur dans la feuille s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t} T_s(t, y) = \alpha \frac{\partial^2}{\partial^2 y} T_s(t, y) \quad (2.16)$$

Le formalisme des quadripôles thermiques [58] permet de caractériser la partie fluctuante des transferts de chaleur dans l'épaisseur de la feuille de titane en reliant température et flux de chaleur entre différents points d'espace. En supposant que le flux de chaleur à l'interface entre le solide et le milieu ambiant en $y = 0$ (face arrière) soit nul, le problème de transfert entre les deux faces de la feuille de titane s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \theta_w \\ \Phi_w \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \theta_0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

où θ_0 , θ_w , Φ_0 et Φ_w sont respectivement les transformées de Laplace des températures T_w , T_0 et les transformées de Laplace des flux de chaleur q_0 et q_w , chacun déduit de sa valeur initiale. Les coefficients de la matrice de transfert A, B, et C sont définis en régime harmonique par :

$$\begin{aligned} A &= \cosh(p \cdot e_w) \\ B &= -\frac{1}{\lambda \cdot p} \cdot \sinh(p \cdot e_w) \\ C &= -\lambda \cdot p \cdot \sinh(p \cdot e_w) \end{aligned} \quad (2.18)$$

Dans ces coefficients, λ est la conductivité thermique du solide et le paramètre p est défini par : $p = \sqrt{i\omega/\alpha}$ avec i l'imaginaire pur et ω la pulsation des vagues. Il est possible de déterminer le rapport des amplitudes de variation des températures T_w et T_0 ainsi que leur déphasage en calculant la norme et la phase du coefficient A de la matrice. De la même manière, le coefficient C relie le flux de chaleur en face avant q_w avec la température en face arrière T_0 . La figure 2.10 représente la norme et la phase des coefficients A et C. Il apparaît que l'amplitude des variations de température est quasi-identique entre les deux faces de la feuille de titane et que leur déphasage est très faible pour des fréquences de forçage inférieures à 15 Hz, alors que les fluctuations de q_w et T_0 sont en quadrature de phase sur la gamme de fréquences explorée. Ceci signifie que la température en face arrière peut être considérée égale à la température en face avant à tout instant.

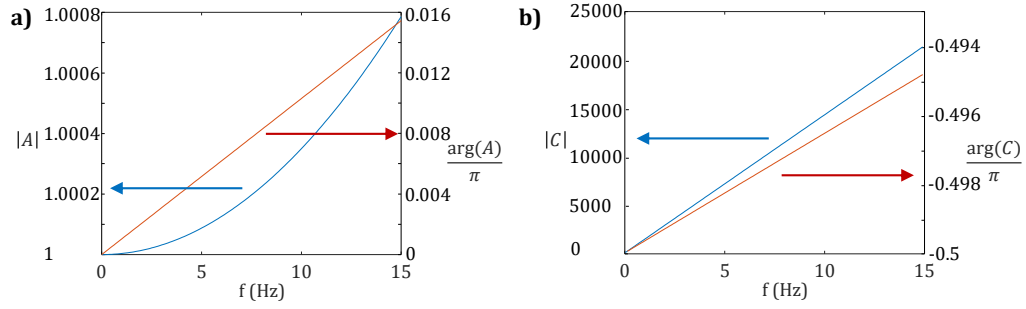


FIGURE 2.10 – Évolution fréquentielle des coefficients de la matrice de transfert des quadripôle thermique, en bleu la norme et en rouge l'argument des coefficients complexes. a) évolution du rapport des amplitudes et du déphasage entre les parties fluctuantes des températures avant et arrière. b) évolution du rapport des amplitudes et du déphasage entre les parties fluctuantes de la température arrière et du flux pariétal.

Le modèle permet d'estimer l'impact d'une fluctuation de flux de chaleur échangé entre la paroi et le liquide causée par le passage des vagues sur la température de paroi. D'après des mesures effectuées par thermographie infrarouge par Mathie et al. [61], la densité de flux de chaleur échangée entre la paroi et le liquide fluctue de 1 à 2% autour de sa valeur moyenne. La figure 2.11 présente la fluctuation de T_0 induite par une fluctuation de q_w de 1% autour de sa valeur moyenne 5 W/m^2 . Le résultat est en accord avec les mesures réalisées par Mathie et al. qui annoncent des fluctuations de température de paroi de l'ordre de 0.1 K. Les mesures de la température de la feuille de titane en face arrière qui seront présentées par la suite ont une résolution supérieure à 0.1 K. Une fluctuation de cette amplitude ne peut pas être mesurée avec le dispositif disponible dans cette étude. Il sera finalement admis que la température de la paroi est uniforme dans l'épaisseur et constante dans le temps, même au cours du passage d'une vague, celle-ci induisant une perturbation du champ de température non mesurable. Ce qui implique d'admettre que le flux de chaleur échangé à l'interface liquide-solide est lui aussi constant dans le temps.

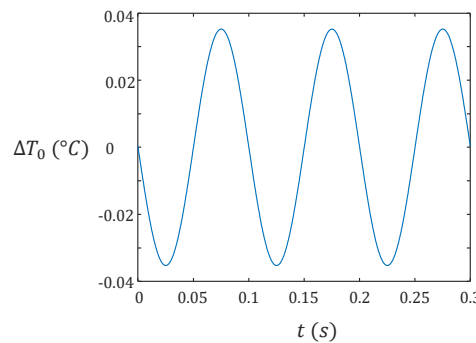


FIGURE 2.11 – Estimation de la fluctuation de température de la face arrière de la paroi ΔT_0 à partir d'une fluctuation de flux Δq_w de 1% autour de 5 W/m^2 induite par le passage de vague à une fréquence $f = 10 \text{ Hz}$.

2.3 Dispositif expérimental global

Dans ce chapitre, le dispositif expérimental développé a été présenté. Ce dispositif permet l'étude des films d'eau ruisselants à instabilités de surface, forcées harmoniquement par deux haut-parleurs, s'écoulant sur une paroi plane en titane inclinée et chauffée par effet Joule, à l'aide de générateurs de courant continu. Différentes mesures permettront d'accéder à diverses grandeurs permettant de caractériser le film et les transferts de chaleurs en son sein, comme son épaisseur ou sa température, et d'effectuer une étude paramétrique. La table 2.2 récapitule l'ensemble de la gamme de travail atteignable par le système ainsi que la gamme de travail, plus limitée, de l'étude qui sera menée.

Grandeur	Symbole	Unité	Gamme atteignable	Gamme de travail
Angle d'inclinaison	β	$^{\circ}$	0 - 45	2-10
Débit volumique	Γ	$10^{-5} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	0 - 20	3 - 8
Fréquence d'excitation	f	Hz	0 - 1000	2 - 10
Densité de flux de chaleur	q_w	$10^4 \text{ W} \cdot \text{m}^2$	0 - 3	1.25
Nombre de Reynolds	Re		0 - 650	200-250
Nombre de Kapitza	Ka		3170 - 8640	5060 - 8640

TABLE 2.2 – Paramètres atteignables par le montage expérimental, calculés à la température d'injection du liquide dans le réservoir amont au cours des expériences $T_0 = 10^{\circ}\text{C}$.

Comme il a été évoqué plus tôt, les mesures qui seront présentées par la suite ont été effectuées le long d'une ligne située au milieu du plan incliné, représentée par des pointillés rouges sur la figure 2.12. Ce choix a été fait afin de limiter l'influence des effets de bord comme la déformation des vagues de surface ou l'apparition de rides capillaires induites par l'état de surface des rebords.

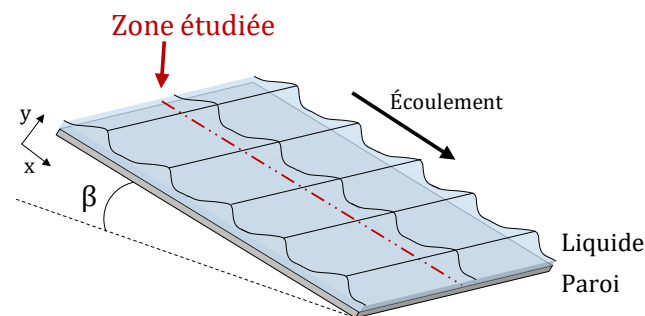


FIGURE 2.12 – Schématisation de la zone étudiée le long de l'écoulement du film sur la paroi inclinée chauffée.

3 Développement des techniques de mesure

Sommaire

2.1 Génération du film et des instabilités	35
2.1.1 Le circuit hydraulique	35
2.1.2 Fixation de la feuille de titane	37
2.1.3 Forçage des instabilités	37
2.2 La paroi chauffée	38
2.2.1 Choix du matériau du plan incliné	39
2.2.2 Dimensionnement de l'alimentation électrique	40
2.2.3 Transfert de l'énergie électrique dans la paroi	41
2.2.4 Transfert de chaleur à travers la paroi en régime harmonique	46
2.3 Dispositif expérimental global	49

Mesurer la température des films ruisselants s'écoulant sur une paroi chauffée de manière non-intrusive constitue un défi. La thermographie infrarouge, par exemple, est une technique envisageable. Cependant, réaliser des mesures de thermographie infrarouge sur des corps à température inférieure ou égale à la température ambiante et dans un environnement émissif présente de nombreuses difficultés : le signal mesuré sort difficilement du bruit de mesure ambiant et une grande précaution doit être de mise pour s'assurer que seule la zone d'intérêt contribue au signal mesuré. De plus, cette technique ne permet pas d'obtenir d'informations à l'intérieur de la phase liquide du film. En effet, comme il a été mentionné au chapitre précédent, l'eau est opaque dans l'infrarouge et donc le flux lumineux intégré par une caméra de thermographie infrarouge ne provient que d'une faible épaisseur de peau.

La technique choisie pour effectuer les mesures de température dans le liquide (de l'eau ici) est la fluorescence induite par laser à deux couleurs (2c-LIF). Deux applications de cette technique ont été développées, en régime d'excitation continu et en régime d'excitation pulsé. Ces deux méthodes ont été développées et sont régulièrement utilisées au LEMTA pour mesurer la température dans une phase liquide au sein d'écoulements diphasiques (gouttes multicomposants en évaporation, gouttes impactant une paroi chaude, spray) [7, 14, 29, 34]. Lorsque la fluorescence est induite par un plan laser et est détectée à l'aide d'une caméra matricielle, la technique permet d'accéder à la distribution de température au sein du volume éclairé. Outre cette mesure de température, la caractérisation des phénomènes de transferts entre le film liquide

et la paroi chauffée nécessite la mesure de l'épaisseur du film et de la température de paroi. Ce chapitre a pour but de présenter les différentes techniques de mesure mises en oeuvre dans le cadre de cette thèse afin d'atteindre ces objectifs.

3.1 Mesure de la température de paroi par l'utilisation de thermocouples

La mesure de la température de la paroi solide est nécessaire à la caractérisation du transfert de chaleur vers la phase liquide et à la compréhension globale du bilan d'énergie dans le système. Il est possible d'utiliser la thermographie infrarouge couplée à une technique de méthode inverse afin d'effectuer cette mesure. Cependant, l'utilisation d'une caméra infrarouge est limitée du fait du bruit ambiant : la température de paroi ne dépasse pas 40°C, ce qui demeure trop proche de la température ambiante, et rend cette technique difficile à mettre en place dans notre application. Le choix d'une mesure de température de paroi par des thermocouples a donc été préféré. Leur facilité d'utilisation est un avantage majeur dans la configuration expérimentale, rendant le couplage de la mesure avec d'autres techniques plus aisé. Des thermocouples type K (chromel/alumel) de 0.13 mm de diamètre ont été utilisés, ce faible diamètre a été choisi afin de minimiser l'influence des thermocouples sur l'établissement de la température de paroi de sorte que la présence des thermocouple soit négligeable du point de vue de l'établissement thermique du système et aussi pour que le temps de réponse des thermocouples (environ 0.03 s) soit plus faible que la période des vagues (min 0.1 s). La mesure de température a été relevée par des centrales d'acquisition Pico TC-08 équipées d'un compensateur de soudure froide.

3.1.1 Fixation des thermocouples à la face arrière de la paroi

Pour une feuille de titane de 100 μm d'épaisseur, la température de la surface solide en contact avec le film liquide peut être mesurée directement par des thermocouples placés au contact de la face arrière du solide, les deux températures (celle en face avant et celle en face arrière de la feuille) étant considérées égales. La difficulté majeure de la mesure vient de la fixation des thermocouples à la surface intérieure de la feuille de titane : il faut garantir que la température mesurée est bien celle de la surface. Différentes méthodes de fixation des thermocouples sur une surface existe : par soudure, par collage à l'aide de pâte thermique ou de bande adhésive par exemple. La méthode limitant au maximum les biais et les imprécisions de mesure du fait des résistances de contact est la soudure directe des brins du thermocouple sur la surface étudiée. Cependant, souder les thermocouples à la face arrière de la paroi déforme la face avant. Le film liquide étant très sensible aux perturbations, la surface de contact entre le solide et le liquide doit rester parfaitement plane, la méthode est donc prohibée. L'expérience sur ce dispositif expérimental a montré que l'application de colle thermique n'apportait pas d'avantages suffisants par rapport à de la bande adhésive pour maintenir la soudure du thermocouple en contact avec la feuille de titane : la faible surface

de contact entre la colle et la périphérie du thermocouple de 0.13 mm de diamètre ne garantit pas une bonne fixation de l'ensemble. Il a donc été choisi d'utiliser de la bande adhésive pour fixer les thermocouples à la face inférieure de la feuille de titane.

Les brins de 15 thermocouples ont été fixés à un peigne, présenté sur la figure 3.1, permettant de garantir un espacement régulier entre les sondes. Le peigne est ensuite fixé à la face arrière de la feuille de titane, ce faisant la fixation des thermocouple à la paroi est garantie. Cependant, le contact thermique des thermocouples à la paroi solide n'est pas parfait et parfois certains thermocouples perdent le contact avec la paroi au cours des expériences, du fait de vibrations induites par l'interaction du fluide avec la structure. Ces sondes conduisent alors à une mesure erronée, celles-ci sont de fait exclues du traitement.

Ce montage permet d'effectuer la mesure du profil de température de la feuille de titane le long de l'écoulement par contact des thermocouples à la face inférieure du solide avec une erreur sur la mesure de température de $\pm 0.5^\circ\text{C}$.

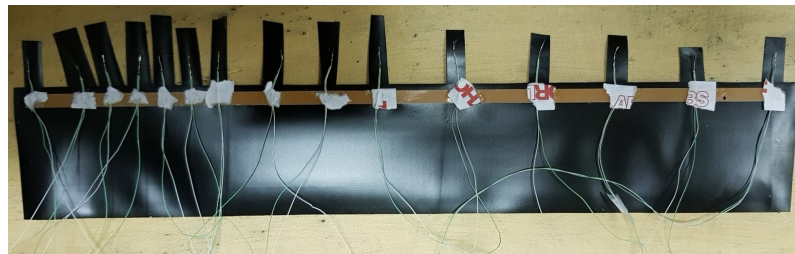


FIGURE 3.1 – Photographie du peigne de thermocouples fixé à la face inférieure de la feuille de titane.

3.1.2 Empreinte thermique du passage des vagues sur la paroi

Il a été montré précédemment, dans la partie 2.2.4, que dans la configuration étudiée d'une feuille de titane de $100\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, la modélisation prédit que les fluctuations de température de paroi induites par le passage des vagues sont négligeables dans le cas d'un film forcé. Des mesures ont été effectuées afin de valider les conclusions du calcul de transfert de chaleur au sein de la paroi solide, c'est-à-dire que les fluctuations de la température de paroi au passage des vagues, de l'ordre de $0.1\ \text{K}$, ne sont pas mesurables par les thermocouples. Un thermocouple a été fixé à la face arrière de la feuille de titane à une distance de $x = 25\ \text{cm}$ de l'entrée de l'écoulement. La tension aux deux extrémités du thermocouple a été relevée par un oscilloscope numérique à une fréquence de $5\ 000\ \text{Hz}$, par l'intermédiaire d'un convertisseur de signal ISOCON-3. Le flux de chaleur en paroi est fixé à $q_w = 1,25\ \text{W/m}^2$ et un film liquide d'eau de température initiale $T_0 = 15^\circ\text{C}$ s'écoule avec un nombre de Reynolds $Re = 200$ sur la paroi à $\beta = 10^\circ$ d'inclinaison par rapport à l'horizontale. Des vagues de différentes fréquences sont forcées à la surface libre du film. L'évolution temporelle de la température de paroi au passage des vagues est présentée sur la figure 3.2a. La représentation temporelle des mesures ne montrent pas de fluctuations de température de paroi.

La représentation dans l'espace fréquentiel (figure 3.2b) obtenue par transformée de Fourier des mesures confirme qu'aucune contribution des vagues n'est observée sur la température de paroi pour les fréquences de 7 et 10 Hz, et que seul un pic d'amplitude 0.14°C est présent à la fréquence de 3 Hz dans le cas des vagues excitées à 3 Hz, ce qui correspond aux résultats attendus. Il est aussi observé que la température d'équilibre de la paroi change en fonction de la fréquence des vagues imposées. A flux de chaleur et débit de liquide constant, il s'agit d'un signe d'une intensification du transfert entre la paroi et le liquide. En effet, lorsque la température de paroi diminue, le gradient de température entre le solide et le liquide, moteur du transfert de chaleur, diminue lui aussi et ainsi le transfert global paroi-fluide diminue.

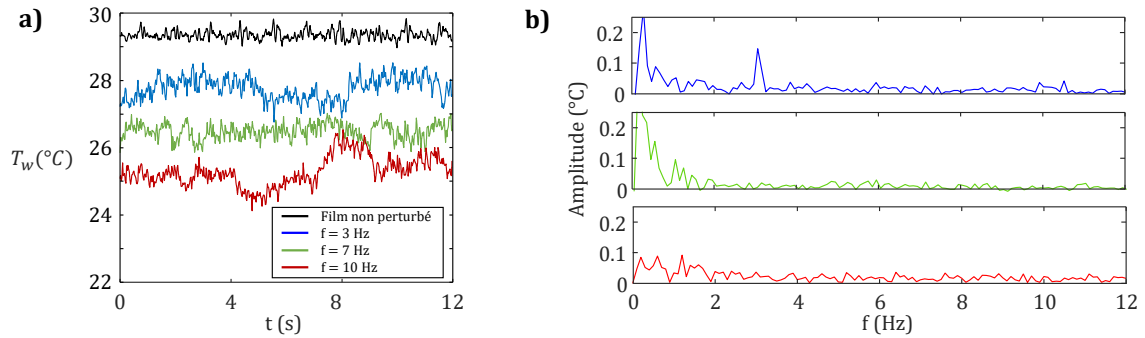


FIGURE 3.2 – Représentation fréquentielle par transformée de Fourier des mesures de température de la paroi par un thermocouple localisé à 25 cm en aval du début de la partie chauffée, avec $T_0 = 10^\circ\text{C}$. a) Évolution temporelle de la température de la paroi mesurée par un thermocouple localisé à 25 cm en aval du début de la partie chauffée. b) Représentation fréquentielle par transformée de Fourier des mesures de température de la paroi par un thermocouple localisé à 25 cm en aval du début de la partie chauffée.

3.1.3 Exemple de mesure de l'évolution de la température de paroi

A l'aide du montage expérimental présenté, il est possible de mesurer le profil spatial de la température de la feuille de titane le long de l'écoulement d'un film liquide perturbé par des instabilités de surface, information nécessaire en vue d'étudier l'effet des vagues sur les transferts de chaleur entre le film et la paroi dans le chapitre 4, section 4.2. Un exemple de mesure de l'évolution spatiale de l'élévation de température de paroi ΔT_w pour un film d'eau s'écoulant à $Re = 200$ sur une paroi en titane inclinée à $\beta = 10^\circ$ par rapport à l'horizontale et chauffé par une densité de flux de chaleur pariétale moyenne de $q_w = 1.25 \text{ W/m}^2$ est présenté sur la figure 3.3 dans le cas du film non-perturbé et pour le film comportant des vagues excitées à différentes fréquences. Sur cette figure est aussi représenté en pointillés noirs le profil de température de paroi théorique issu du calcul théorique du film de Nusselt équivalent. Un bon accord

entre le calcul théorique et la mesure de température de paroi dans le cas du film non-perturbé est observé. La figure montre aussi un effet de la fréquence d'excitation des vagues à la surface du film liquide sur la température de paroi : il apparaît dans ce cas que la présence de vagues à $f = 7$ Hz conduit à un meilleur échange thermique que pour une fréquence de 10 Hz, elle-même plus efficace que la fréquence 3 Hz qui présente peu de différences avec le film sans perturbations.

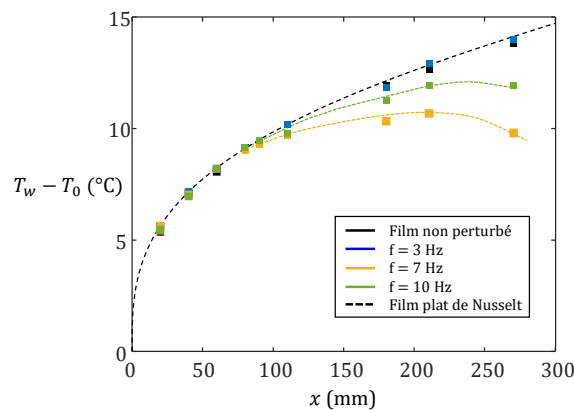


FIGURE 3.3 – Mesure de l'évolution spatiale de la température de la feuille de titane le long de l'écoulement au passage de vagues à différentes fréquences pour $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \text{ W/m}^2$.

3.2 Mesures de température et d'épaisseur de film par fluorescence induite par laser

Afin de caractériser la dynamique des échanges d'énergie entre la paroi solide et le film liquide, la mesure résolue dans le temps de la température du liquide est nécessaire. La technique de Fluorescence Induite par Laser (LIF) a été retenue pour mesurer l'évolution de la température instantanée du liquide dans le film perturbé par les vagues. Les paragraphes suivants ont pour but d'en présenter le fonctionnement et la mise en œuvre.

3.2.1 Principe de la fluorescence

La fluorescence correspond à l'émission spontanée d'un photon suite à la désexcitation d'une molécule se trouvant dans un état d'énergie excité de type singulet. Plusieurs phénomènes peuvent conduire à l'excitation d'une molécule : des décharges ioniques, des réactions chimiques ou l'absorption d'un rayonnement électromagnétique. Le rayonnement laser est particulièrement approprié pour exciter une molécule du fait de sa très haute densité d'énergie, sa cohérence spatiale et sa monochromaticité. La cohérence spatiale du faisceau rend la mise en place des dispositifs optiques

aisée. Il est cependant nécessaire d'utiliser un rayonnement laser accordé sur le spectre d'absorption de la molécule. Le temps d'absorption d'un photon par une molécule est un phénomène très court, de durée inférieure à la picoseconde. Lorsque l'état excité est atteint, une relaxation vibrationnelle non-radiative (RV) a lieu afin de permettre à la molécule d'atteindre un état d'équilibre géométrique et ainsi un état vibrationnel d'énergie électronique plus bas. Enfin, plusieurs mécanismes permettent à la molécule de relaxer vers son état électronique fondamental. Ces différents mécanismes sont résumés par le diagramme de Jablonski, présenté sur la figure 3.4.

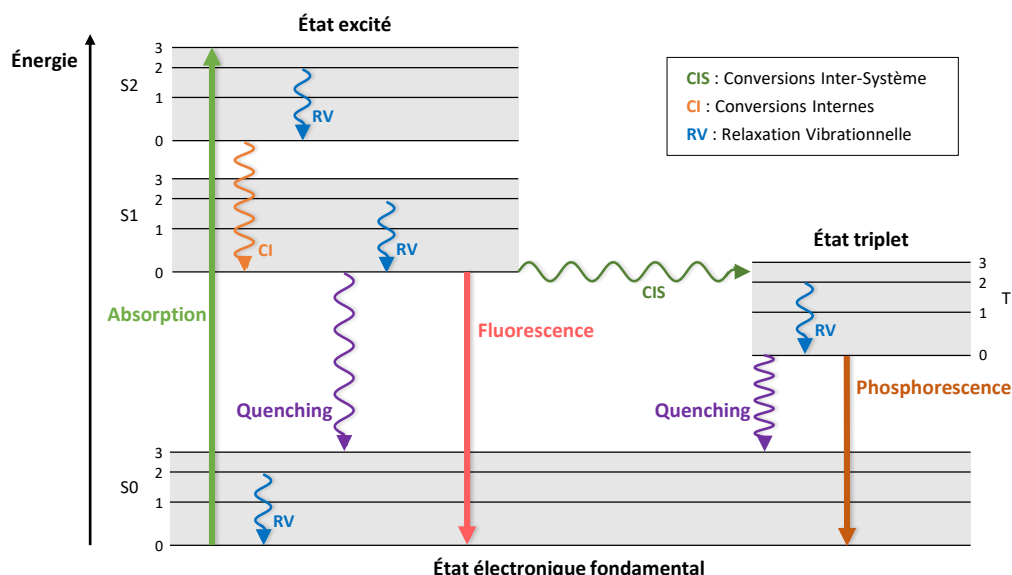


FIGURE 3.4 – Diagramme de Jablonski, les flèches ondulées correspondent aux transitions non-radiatives et les flèches droites correspondent aux transitions radiatives.

Les différents mécanismes de désexcitation d'une molécule en compétition sont :

- **Les Conversions Internes (CI)** correspondant aux transferts résonant entre les différents niveaux d'énergie d'un état excité.
- **Les désexcitations collisionnelles**, ou quenching, correspondant à des transferts d'énergie issus des chocs entre molécules. Ces transferts peuvent aussi bien avoir lieu entre une molécule fluorescente et une molécule de solvant (quenching) ou entre deux molécules fluorescentes de même nature (self-quenching), celui-ci dépendant fortement de la concentration molaire du colorant fluorescent.
- **La fluorescence**, correspondant à l'émission spontanée de photon permettant un retour à l'état fondamental caractérisée par une durée de vie de l'état excité de l'ordre de 10^{-9} seconde.
- **Les Conversions Inter-Système (CIS)**, correspondant au passage à un état triplet qui est métastable. Ce nouvel état d'excitation conduit à la mise en place des mêmes mécanismes de désexcitation vu précédemment : le quenching ou l'émission de photon, qui, dans ce cas, est nommée phosphorescence et est ca-

ractérisée par une durée de vie beaucoup plus longue que la fluorescence, de l'ordre de 10^{-6} à 10^3 secondes.

Chaque état électronique ($S_0, S_1, S_2 \dots$) possède un grand nombre de sous-états énergétiques, chacun de ces états étant lié aux modes de vibrations et de rotations des molécules. L'abondance de ces états énergétiques suppose une multitude de transitions possibles entre deux états électroniques. De plus, pour une phase condensée, l'élargissement spectral correspondant à chaque transition possible conduit à des spectres d'absorption et de fluorescence assimilable à des continuums.

3.2.2 Modélisation à deux niveaux de la fluorescence

Afin de rendre compte du phénomène de fluorescence, un modèle simplifié à deux niveaux d'énergie est souvent employé [51]. Celui-ci permet notamment de mettre en évidence le phénomène de saturation de l'intensité de fluorescence [14]. Le modèle à deux niveaux utilisé est présenté sur la figure 3.5.

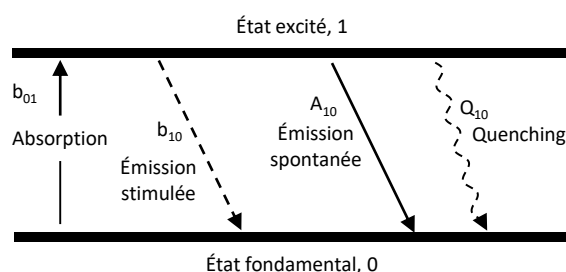


FIGURE 3.5 – Diagramme du modèle de fluorescence à deux niveaux d'énergie.

Dans ce modèle sont considérés deux états d'énergie : l'état fondamental noté 0 et l'état excité noté 1. N_0 et N_1 représentant respectivement les populations de molécules dans les états 0 et 1 à un instant donné t . Les taux de variations des populations N_0 et N_1 dûs aux transitions de 0 vers 1 et de 1 vers 0 s'exprime par :

$$\frac{dN_0}{dt} = -\frac{dN_1}{dt} = N_0 \cdot b_{01} - N_1 \cdot (b_{10} + A_{10} + Q_{10}) \quad (3.1)$$

avec b_{01} le taux de transitions de l'état 0 vers 1 et b_{10} , A_{10} et Q_{10} respectivement les taux de transitions de l'état 1 vers 0 par émission stimulée de photon, par émission spontanée de photon et par quenching. L'absorption et l'émission stimulée de photon sont induites par un photon résonnant, leurs taux de transitions dépend donc de l'irradiance spectrale du laser I_{las} à la fréquence des transitions :

$$b_{01-10} = \frac{B_{01-10} \cdot I_{las}}{C_{las}} \quad (3.2)$$

avec $B_{01} = B_{10}$ les coefficients d'Einstein pour l'absorption et l'émission stimulée. Ici, C_{las} est un facteur de conversion de même unité que I_{las} . Initialement, toutes les molécules sont supposées se trouver dans leur état fondamental, il est donc possible

d'écrire que $N_0 = N_0^0$ et $N_1 = 0$ à l'instant $t = 0$. Par conservation de la quantité de matière, pour tout instant t , $N_0 + N_1 = N_0^0$. En négligeant l'émission stimulée, vu les flux d'excitation en jeu, l'équation 3.1 peut alors être réécrite par :

$$\frac{dN_1}{dt} = b_{01} \cdot N_0^0 - N_1 \cdot \frac{1}{\tau} \quad (3.3)$$

avec $\tau = (b_{01} + A_{01} + Q_{10})^{-1}$ la durée de vie de l'état excité 1. En considérant que la durée de l'excitation de la molécule par le rayonnement laser est grande devant la durée de vie τ , ce qui est le cas pour une excitation continue et une excitation pulsée dont la durée d'impulsion est de plusieurs nanosecondes, la population à l'état excité atteint un régime permanent exprimé par :

$$N_1 = \frac{B_{01}}{A_{10} + Q_{10}} \cdot \frac{I_{las}}{\left(1 + \frac{I_{las}}{I_{sat}}\right)} \cdot N_0^0 \quad (3.4)$$

Dans cette équation, $I_{sat} = \frac{A_{10} + Q_{10}}{B_{01}} \cdot C_{las}$ représente l'intensité de la saturation de la fluorescence. La saturation est caractéristique d'un régime de fonctionnement où l'intensité du faisceau laser est suffisamment grande pour que l'intégralité des molécules fluorescentes éclairées soit placée dans un état excité. L'intensité d'excitation laser n'a alors plus d'effet sur le nombre de molécules dans l'état excité. L'intensité de fluorescence I_λ émise à la longueur d'onde λ par la désexcitation de N_1 molécules peut alors être exprimée par :

$$I_\lambda \propto A_{10} \cdot N_1 = B_{01} \cdot \phi_\lambda \cdot \frac{I_{las}}{\left(1 + \frac{I_{las}}{I_{sat}}\right)} \cdot N_0^0 \quad (3.5)$$

où $\phi_\lambda = \frac{A_{10}}{A_{10} + Q_{10}}$ est le rendement quantique de fluorescence. Dans cette équation, N_0^0 correspond à la taille de la population dans l'état d'énergie fondamentale 0. Le signal de fluorescence à la longueur d'onde λ émis dans un volume de collection V_c par une molécule fluorescente en solution à une concentration molaire C_0 , reçu par un photodétecteur s'exprime alors comme :

$$I_\lambda = \eta(\lambda) \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \epsilon \cdot \phi_\lambda \cdot \frac{I_{las}}{\left(1 + \frac{I_{las}}{I_{sat}}\right)} \cdot V_c \cdot C_0 \quad (3.6)$$

avec η l'efficacité de transmission des optiques de collection et Ω l'angle solide de collection. Le terme ϵ correspond au coefficient d'absorption molaire des molécules fluorescentes à la longueur d'onde du laser.

Ce modèle de l'intensité de fluorescence permet de distinguer trois régimes en fonction de l'intensité de l'excitation laser I_{las} : un régime dit linéaire, lorsque $I_{las} \ll I_{sat}$, où le signal de fluorescence dépend linéairement de l'intensité d'excitation. Le second est un régime partiellement saturé, lorsque $I_{las} \approx I_{sat}$, où le signal de fluorescence ne dépend plus linéairement de l'intensité d'excitation. Enfin, dans le régime saturé, lorsque $I_{las} \gg I_{sat}$, l'intensité de fluorescence ne dépend plus de l'intensité d'excitation laser. Dans ce dernier cas, le signal de fluorescence peut être exprimé par :

$$I_{\lambda} = \eta(\lambda) \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \epsilon \cdot \phi_{\lambda} \cdot I_{sat} \cdot V_c \cdot C_0 \quad (3.7)$$

De manière générale, le rendement quantique de fluorescence ϕ_{λ} et le coefficient d'absorption molaire ϵ d'une molécule peuvent dépendre tous deux de la température, ce qui signifie que l'intensité de fluorescence émise par une molécule dépend elle aussi de la température. Cependant, Chaze et al. [14] ont montré que la contribution liée au rendement quantique de fluorescence s'amoindrit lorsque l'intensité d'excitation I_{las} devient grande devant l'intensité de saturation I_{sat} . Ce phénomène a un impact important sur l'utilisation de la LIF pour mesurer la température lorsque l'on souhaite utiliser une excitation pulsée dont l'énergie devient facilement très supérieure aux énergies de saturation des colorants fluorescents. En effet, certaines molécules fluorescentes peuvent perdre complètement leur dépendance à la température en régime saturé si la dépendance ne provient que du rendement quantique de fluorescence. En revanche, lorsque la sensibilité en température provient du coefficient d'absorption molaire, celle-ci ne se dégrade pas en régime saturé.

Adsorption de l'intensité laser incidente et réabsorption de la fluorescence

Lorsque qu'un faisceau lumineux traverse un milieuensemencé par un colorant fluorescent, et coïncide avec son spectre d'absorption, il est nécessaire de tenir compte de l'absorption de la lumière par le milieu. La figure 3.6 présente une configuration classique de la mesure de l'intensité de fluorescence émise par une molécule diluée dans un liquide à une concentration molaire C_0 et un coefficient d'absorption molaire ϵ . L'excitation de la molécule est effectuée par un faisceau laser de longueur d'onde λ_{las} émis à une intensité I_{las} . Le système optique de collection détecte le flux lumineux correspondant dans un volume de collection V_c situé à une distance h du point d'entrée du laser avec le liquide et à une distance e du bord à travers lequel est effectué la mesure. L'absorption de la lumière, qu'elle soit le faisceau laser incident ou le signal de fluorescence, est exprimée par la loi de Beer-Lambert. En régime linéaire, l'intensité laser $I_{las}(h)$ éclairant le volume de collection V_c après avoir été absorbée sur le chemin optique h est alors :

$$I_{las}(h) = I_{las} \cdot e^{-C_0 \cdot \epsilon(\lambda_{las}) \cdot h} \quad (3.8)$$

En régime saturé, l'intensité laser incidente au volume de collection n'est plus affectée par l'absorption sur le chemin optique h traversé par le faisceau. Il est alors nécessaire de distinguer les deux régimes d'excitation, l'intensité laser d'excitation $I_{las}(h)$ incidente au volume de collection peut alors être exprimée telle que :

$$I_{las}(h) = \begin{cases} I_{las} \cdot e^{-C_0 \cdot \epsilon(\lambda_{las}) \cdot h} & \text{si } I_{las} \ll I_{sat} \\ I_{sat} & \text{si } I_{las} \gg I_{sat} \end{cases} \quad (3.9)$$

Au cours de sa propagation vers le système optique de détection, la fluorescence traverse la solution sur un chemin optique de longueur e sur lequel elle se fait absorber

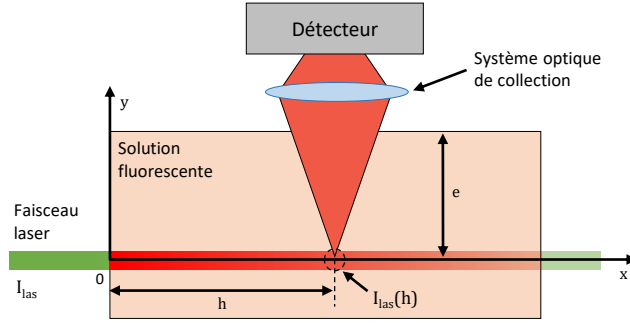


FIGURE 3.6 – Définition des différents chemins optiques mis en jeu dans la mesure de l'intensité de fluorescence.

parce qu'il y a recouvrement partiel entre le spectre d'émission et d'absorption du traceur fluorescent [14]. L'intensité de fluorescence I_λ émise à longueur d'onde λ et reçue par le détecteur s'exprime par :

$$I_\lambda = K_{opt}(\lambda) \cdot I_{las}(h) \cdot C_0 \cdot V_C \cdot \epsilon(\lambda_{las}) \cdot \phi(\lambda) \cdot e^{-C_0 \cdot \epsilon(\lambda) \cdot e} \quad (3.10)$$

avec $K_{opt}(\lambda)$ une constante de transmission optique dépendant de la chaîne de détection et de transmission du système. Dans le cas des films liquides, les chemins optiques dans le fluide sont de l'ordre de quelques millimètres. Il est alors possible de choisir une concentration molaire en colorant fluorescent suffisamment faible pour pouvoir négliger les phénomènes d'absorption de l'intensité laser et de celle de fluorescence. Cette hypothèse sera justifiée ultérieurement. Dans ce cas, l'intensité de fluorescence reçue par le détecteur s'exprime par :

$$I_\lambda = K_{opt}(\lambda) \cdot I_{las}(h) \cdot C_0 \cdot V_C \cdot \epsilon(\lambda_{las}) \cdot \phi(\lambda) \quad (3.11)$$

3.2.3 Application de la technique pour la mesure de température

Effet de la température

Les colorants fluorescents étudiés montrent différents comportements lorsque la température augmente : certains voient leur intensité de fluorescence augmenter, tandis que d'autres voient leur intensité de fluorescence diminuer et certains sont insensibles à la température [14]. Dans le but de quantifier cette dépendance, un coefficient de sensibilité s_λ correspondant à la variation relative du signal de fluorescence I_λ en fonction de la température est défini tel que :

$$s_\lambda = \frac{1}{I_\lambda} \frac{dI_\lambda}{dT} \quad (3.12)$$

Le paramètre s_λ prend en compte à la fois les dépendances à la température du coefficient d'absorption molaire à la longueur d'onde du laser $\epsilon(\lambda_{las})$ et du rendement quantique de fluorescence $\phi(\lambda)$. Cette sensibilité prend en compte la dépendance de

l'intensité du spectre d'émission et sa déformation. Sur la plage de température explorée au cours de la présente étude, la sensibilité s peut être considérée constante. La modélisation de la dépendance en température de l'émission fluorescente est exponentielle et peut être exprimée par rapport à une température de référence T_0 telle que :

$$I_\lambda(T) = I_\lambda(T_0) e^{s_\lambda \cdot (T - T_0)} \quad (3.13)$$

Méthode ratiométrique à deux couleurs

La détermination de la température à partir de la mesure de l'intensité de fluorescence n'est pas directe lorsque le volume de mesure V_c n'est pas constant dans l'espace et dans le temps comme c'est le cas dans un film liquide perturbé par des vagues. En effet, l'équation 3.11 montre la présence de certains termes difficilement estimables dans une expérience. En effet, dans le cas d'un film ruisselant perturbé dont la surface est en mouvement, le volume de collection de la fluorescence V_C est variable et la distribution locale de l'intensité d'excitation I_{las} est affectée par la déformation de l'interface libre par laquelle passe le faisceau laser. Afin de palier ces difficultés, il convient d'utiliser une méthode ratiométrique à deux couleurs. Dans cette méthode, sont mesurées les intensités des signaux de fluorescence I_1 et I_2 intégrés sur deux bandes spectrales différentes 1 et 2 bien choisies et présentant des sensibilités à la températures très contrastées et leur rapport R est calculé. L'utilisation de ce rapport permet de s'affranchir de la dépendance des paramètres non-contrôlables. Deux solutions sont possibles afin de mettre en œuvre cette méthode : soit d'utiliser 1 colorant et 2 bandes spectrales de détection (LIF 1c2d) soit d'utiliser 2 colorants et 2 bandes spectrales (LIF 2c2d). Bien que la solution 1c2d soit plus simple à mettre en œuvre, la sensibilité à la température résultante est généralement plus faible et a tendance à disparaître lorsque la mesure est effectuée en régime saturé de fluorescence.

L'utilisation de la technique 2c2d caractérisée par la mise en solution de deux colorants fluorescents 1 et 2, bien séparés spectralement, à des concentrations C_1 et C_2 permet la mesure de l'intensité de fluorescence sur deux bandes spectrales différentes associées à chacun des colorants. C'est cette méthode qui est préférée dans la présente étude afin d'obtenir des sensibilités de mesure plus élevées. De plus, cette méthode a pour avantage d'être toujours valable pour de très hautes énergies d'excitation caractéristiques de l'utilisation d'un laser pulsé par un choix approprié du couple de colorants fluorescents. Le rapport R des intensités de fluorescence I_1 et I_2 intégrés sur les bandes spectrales 1 et 2 s'exprime par :

$$R(T) = \frac{I_1(T)}{I_2(T)} = \frac{I_{1,0}(T_0)}{I_{2,0}(T_0)} e^{(s_1 - s_2)T} \quad (3.14)$$

La mesure d'un rapport de référence R_0 à une température connue T_0 permet de déterminer le rapport des constantes inconnues. En posant la sensibilité globale du couple de traceurs fluorescent $s_{12} = s_1 - s_2$, le rapport des signaux de fluorescence peut alors s'exprimer par :

$$R(T) = R(T_0) \cdot e^{s_{12}(T-T_0)} \quad (3.15)$$

Conflits spectraux

L'utilisation de la méthode à deux colorants peut conduire à l'apparition de nouvelles contraintes quant aux choix des colorants et des bandes spectrales de détection. En effet, Coppeta et al. [24] rapportent l'existence de trois sources d'erreurs majeures, sous formes de conflits spectraux, qui peuvent apparaître lors de l'utilisation de plusieurs colorants fluorescents :

- **Conflit de type I** : Chevauchement des émissions des colorants sur une bande spectrale de détection. Une manière de résoudre ce conflit est de choisir un couple de colorants ayant des spectres d'émission suffisamment décalés et des bandes spectrales de détections suffisamment séparées
- **Conflit de type II** : Réabsorption de l'émission d'un colorant par l'autre colorant dont l'absorption ne dépend pas de la température. La prise de référence à chemin optique identique à celui de l'expérience permet de palier à ce conflit.
- **Conflit de type III** : Réabsorption de l'émission d'un colorant par l'autre colorant dont l'absorption dépend de la température. Ce conflit ne peut pas être réellement résolu, si ce n'est de minimiser la réabsorption.

En pratique, il est difficile de s'affranchir de l'ensemble des conflits. En effet, l'utilisation d'une seule source laser pour l'excitation de deux colorants implique que leurs spectres d'absorption et d'émission se chevauchent. Les conflits de types I et II sont alors généralement présents lorsque la technique 2c2d LIF est utilisée. Cependant, un choix judicieux du couple de colorants ainsi que de leurs concentrations (ce qui permet de minimiser l'absorption) permet de négliger les conflits pouvant subsister.

Choix des colorants fluorescents

Afin d'effectuer des mesures de température par LIF dans les films liquides, il convient de choisir un ou plusieurs colorants fluorescents ayant une bonne sensibilité à la température. Cette sensibilité s'exprime en général par une variation de l'intensité et une déformation du spectre de fluorescence émise par la molécule. Dans cette étude, deux sources lasers sont utilisées : une source continue et une source pulsée, toutes deux générées à partir d'un laser Ng :YAG doublé de longueur d'onde 532 nm. Les colorants doivent être choisis afin d'être compatibles avec une telle longueur d'onde et en fonction du régime de fluorescence attendu, linéaire (source continue d'une puissance de 1.5 W), saturé (source pulsée de 400 mJ/impulsion). Des travaux précédents ont été effectués sur un grand nombre de traceurs fluorescents [14, 24, 34], ceux-ci permettent un choix éclairé des colorants, qui seront présentés ultérieurement en fonction de la technique utilisée.

3.3 Application de la fluorescence en régime linéaire : mesure ponctuelle résolue dans le temps

Afin de mesurer en un point de façon résolue dans le temps la température moyenne dans l'épaisseur du film liquide et son épaisseur au passage de vagues, une sonde de fluorescence a été développée. Cette sonde permet d'éclairer le film liquide par une excitation laser continue et de collecter le signal de fluorescence émis par les traceurs fluorescents.

3.3.1 Choix des colorants fluorescents

Les travaux effectués précédemment dans l'équipe de recherche sur les colorants fluorescents [14, 88] permettent de choisir un couple adapté aux mesures effectuées sur le film en prenant avantage du régime d'excitation linéaire, caractéristique de l'utilisation d'une excitation laser continue. Le couple de traceurs rhodamine 560 (Rh560) et kiton red (KR) a été sélectionné pour cette mesure. Les deux espèces ont des dépendances à la température opposées : pour Rh560 son signal de fluorescence augmente avec la température (+0.05%/°C) tandis que la tendance inverse est observée pour KR (-2.43%/°C). De plus, ces deux espèces ont pour avantage d'avoir des spectres d'émissions fortement séparés en longueur d'onde, ce qui permet de sélectionner des bandes spectrales de mesure suffisamment éloignées pour limiter le chevauchement. Les bandes de détection utilisées ici sont : [497-517] nm pour la Rh560 et [610-630] nm pour KR. Les spectres d'émission et d'absorption du couple de traceurs sont présentés sur la figure 3.7. Seul le signal de la Rh560 sur sa bande de détection est susceptible d'être réabsorbé par les deux colorants. Il est primordial de choisir les concentrations de colorants afin que cette absorption soit négligeable sur un chemin de quelques millimètres, de l'ordre de l'épaisseur du film. L'absorption peut être calculée d'après la loi de Beer-Lambert telle qu'elle a été énoncée dans l'équation 3.8, pour deux colorants considérés à $T = 20^\circ\text{C}$, les pics des spectres d'absorption sont : $\epsilon = 1.43 \cdot 10^7 \text{ M}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ à 565 nm pour KR et dans le cas de Rh 560 $\epsilon = 8.96 \cdot 10^6 \text{ M}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ autour de 496 nm. La réabsorption de RH560 par elle même est dominante devant celle par KR, la concentration de RH560 est fixée à $C_{\text{Rh560}} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ mol/L}$. A cette concentration, la réabsorption de Rh560 sur sa bande de collection est inférieure à 1% sur un chemin de 3 mm. La concentration de KR est ensuite fixée à $C_{\text{KR}} = 5 \cdot 10^{-8} \text{ mol/L}$ de manière à obtenir un signal de fluorescence équilibré sur chaque bande à 20°C .

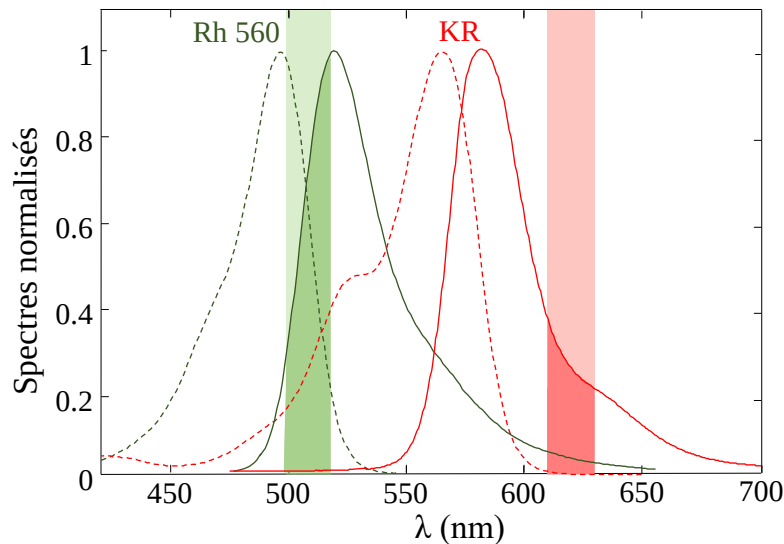


FIGURE 3.7 – Spectres d’émission (en traits pleins) et d’absorption (en traits discontinus) pour Rh560 et KR. Illustration des bandes spectrales choisies pour la mesure de température de film par méthode ratiométrique.

3.3.2 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental de mesure par fluorescence induite par laser à deux couleurs développé se présente sous la forme d’une sonde qui embarque l’ensemble des éléments opto-électroniques. Cette sonde est représentée sur la figure 3.8. Pour effectuer les mesures sur le film ruisselant, la sonde de fluorescence est placée en suspension au dessus du plan incliné où s’écoule le film liquide de façon à ce que le dispositif optique servant à l’émission du laser et à la collection du signal de fluorescence soit placé de manière normale à la paroi. Un faisceau émis par un laser Nd :YAG doublé en fréquence (Quantum-Laser, Finesse) de longueur d’onde 532 nm est couplé à une fibre optique multimode puis transporté jusqu’à la sonde ; un collimateur de fibre optique permet d’obtenir un faisceau lumineux à l’infini de 25.4 mm de diamètre en sortie de fibre optique. Une lame neutre 50/50% réfléchit ce faisceau qui traverse un triplet achromatique de focale $f_o = 40$ mm. Ce triplet est utilisé afin de limiter les biais de mesure dus à l’interface libre mobile. En effet, en présence d’aberrations chromatiques, l’intensité lumineuse transmise par l’optique peut dépendre de l’angle d’inclinaison de la surface libre. Si les deux bandes spectrales de mesure sont affectées différemment, le rapport de leurs intensités sera alors perturbé par la déformation de la surface libre qui induira un biais sur la température mesurée. Le film liquide est ainsi illuminé sur toute son épaisseur δ par un faisceau laser cylindrique de diamètre environ 2 mm. La grande longueur d’onde des vagues (de 3 cm à 15 cm dans la présente étude) et la faible courbure de l’interface (moins de 15° par rapport à la paroi) permet de considérer que l’interface éclairée par le faisceau laser est toujours plane. Le signal de fluorescence émis par le liquide est ensuite collecté par la même optique que celle utilisée pour la transmission du laser. Ainsi, le signal lumineux de fluorescence traverse

la lame neutre précédente et un filtre interférentiel notch 532 nm permet de supprimer la lumière issue du laser à 532 nm provenant de réflexions diffuses et se superposant au signal de fluorescence. Le faisceau ainsi filtré traverse ensuite un filtre spatial fabriqué à partir de deux lentilles convergentes de focales $f_o = 25$ mm et $f_o = 50$ mm ainsi que d'un diaphragme placé respectivement aux points focaux image et objet des lentilles. Ce montage permet de limiter le signal lumineux parasite provenant de l'extérieur de la zone d'intérêt du film liquide. Finalement, le signal de fluorescence est séparé en deux par une seconde lame séparatrice neutre avec une transmission de 50% sur chacune des voies, le faisceau traverse une lentille convergente de focale $f_o = 25$ mm puis un filtre interférentiel passe-bande adapté à la bande spectrale de détection considérée, [496-517] nm dans un cas et [610-630] nm dans l'autre. Le flux lumineux traversant chaque filtre interférentiel est mesuré par un photomultiplicateur (PM) Hamamatsu H10721-210. Il s'agit de photodétecteurs transformant un flux de photons en un flux d'électrons. Les électrons sont accélérés à l'aide d'un champ électrique sous haute-tension, permettant ainsi de modifier le gain du dispositif. L'intensité de ce courant électrique est ensuite convertie en tension à l'aide d'un amplificateur transimpédance dont la bande passante est de 2 MHz. Ces signaux sont acquis sur deux voies à l'aide d'une carte d'acquisition numérique (ADLINK PCIE-9834) à une fréquence de 1 kHz.

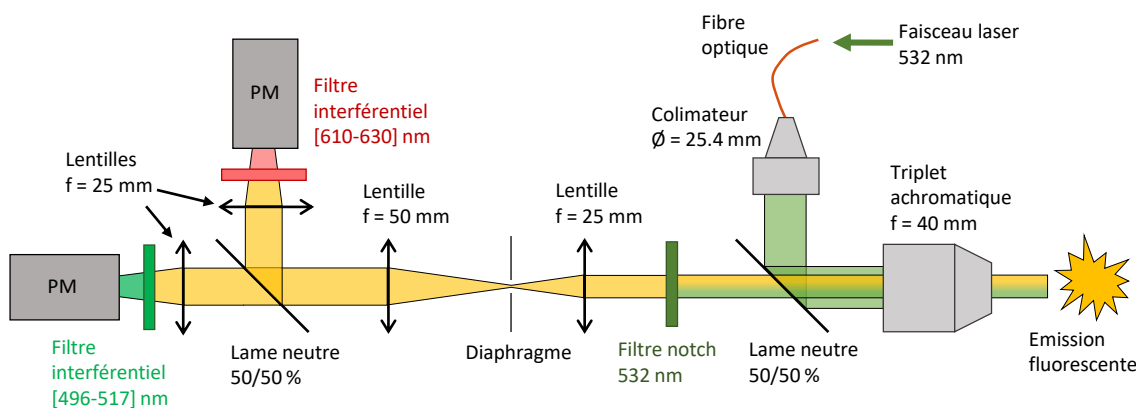


FIGURE 3.8 – Schématisation du dispositif optique de la sonde de fluorescence.

La sonde ainsi présentée sert à mesurer le signal de fluorescence émis par le volume de fluide éclairé. Le faisceau laser émis par la sonde étant un cylindre normal à la paroi solide, la fluorescence est collectée dans un volume assimilable à un cylindre perpendiculaire à la paroi. Les PM intégrant tout le signal reçu de ce volume, le flux lumineux mesuré est ainsi le flux lumineux moyenné dans le volume. Cette sonde sert à la fois à la mesure de température (section 3.3.3) et d'épaisseur du film (section 3.3.4). Un deuxième système est utilisé afin de mesurer l'épaisseur du film liquide, il s'agit d'une sonde d'Imagerie Confocale Chromatique (CCI). Deux configurations spatiales, représentées sur la figure 3.9 sont utilisées dans les différentes expériences. Dans la première, les deux sondes LIF et CCI peuvent être placées à la même distance le long de l'écoulement, la sonde LIF étant placée au milieu de la paroi le long de la zone d'étude

et la sonde CCI légèrement sur le côté. Cette disposition spatiale a principalement pour vocation de comparer les mesures d'épaisseur LIF et CCI afin de valider et d'étalonner la mesure d'épaisseur par la technique de fluorescence. La deuxième configuration dans laquelle les deux sondes sont placées le long de la zone d'étude à deux positions différentes, sert principalement à pouvoir déterminer la longueur d'onde des vagues à partir du déphasage des mesures d'épaisseur, l'une étant effectuée par LIF et l'autre à l'aide du CCI.

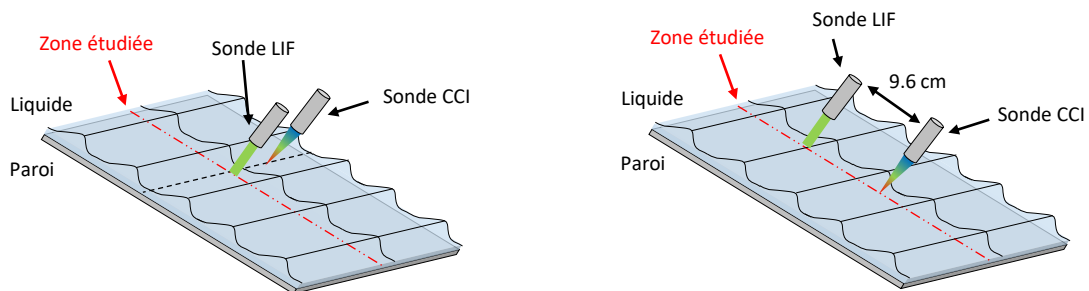


FIGURE 3.9 – Dispositions des systèmes de mesures ponctuelles réalisées à l'aide des sondes LIF et CCI, à même distance d'écoulement ou le long de l'écoulement à deux distances différentes.

3.3.3 Mesure de la température moyenne du film

Calibration en température

Le signal délivré par chacun des deux PM est acquis sur 1000 points d'échantillonnage. Le rapport de fluorescence R , moyenné dans l'épaisseur du film, est ensuite obtenu en divisant la valeur moyenne des signaux acquis par les deux PM. Ce rapport peut être converti en température à l'aide d'une calibration préalable. Ce rapport permet d'avoir accès à la mesure de la température moyenne dans l'épaisseur du film $T_{m,v}$ au point où est placée la sonde. Afin de convertir le signal de fluorescence en température, une calibration préliminaire doit être effectuée dans une cuve en verre BK7 de 10 mL dans laquelle est versée la solution de colorants fluorescents étudiée. Un schéma du montage est présenté sur la figure 3.10. La cuve est placée à l'intérieur d'une enceinte dont la température de paroi est contrôlée par une circulation interne d'un fluide régulé en température. La température du liquide dans la cuve est donc stabilisée, par contact thermique avec cette paroi, entre 5 et 50°C. A l'intérieur de la cuve, le liquide est agité en permanence pour assurer une température homogène. La fluorescence est excitée à l'aide d'un laser continu ND :YAG 532 nm (Quantum-Laser, Ventus) et est mesurée par un spectromètre (StellarNet Inc. BLACK-Comet) d'une résolution spectrale de l'ordre de 0,8 nm. Les spectres de fluorescence obtenus sont présentés pour différentes températures de la solution sur la figure 3.11.

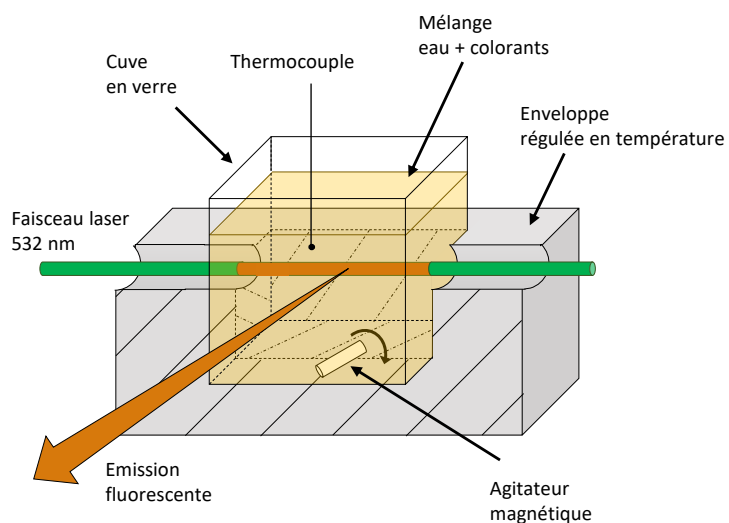


FIGURE 3.10 – Schéma du dispositif servant à la calibration en température du mélange de traceurs fluorescents.

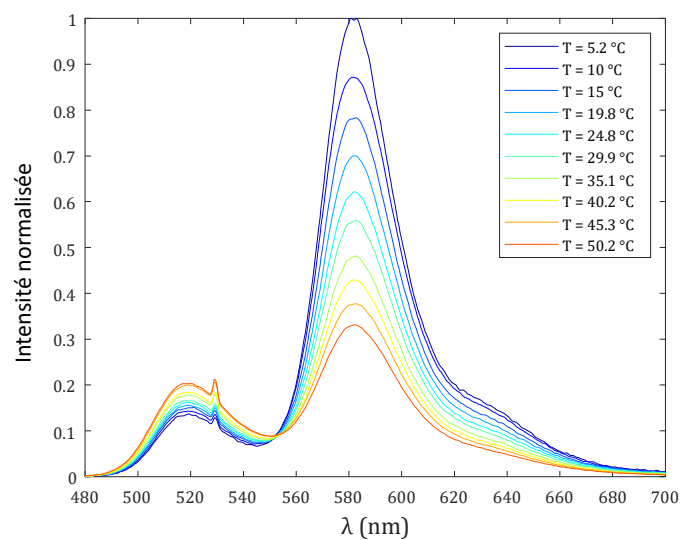


FIGURE 3.11 – Dépendance à la température du spectre d'émission de fluorescence du mélange Rh560 et KR dans l'eau pour des concentrations respectives $C_{Rh560} = 5 \cdot 10^{-7}$ mol/L et $C_{KR} = 5 \cdot 10^{-8}$ mol/L.

A partir de ces spectres de fluorescence mesurés, il est possible de calculer la sensibilité s de chaque colorant à la température, définie dans l'équation 3.11. Pour cela le spectre de fluorescence est intégré dans la bande de détection qui est associée au colorant, [496-517] nm pour Rh560 et [610-630] nm pour KR. La dépendance à la température de l'intensité de fluorescence émise par les colorants ainsi obtenue est représentée sur la figure 3.12a. Sur cette figure, l'intensité des signaux de fluorescence mesurés est normalisée par la valeur maximale observée à 5°C. Les sensibilités obtenues pour chacun des colorants sont : $s_{Rh560} = 1.0\%/^{\circ}\text{C}$ et $s_{KR} = -2.0\%/^{\circ}\text{C}$. Par la suite, la sensibilité du rapport $R = I_2/I_1$ des signaux d'intensité de fluorescence sur les bandes spectrales 1 et 2, est calculée à partir des spectres et est comparée avec une calibration effectuée in-situ, dans le film liquide non-perturbé, à l'aide de la sonde de fluorescence décrite sur la figure 3.8. Pour la calibration in-situ, la température du film liquide non-perturbé s'écoulant sur la paroi a été contrôlée entre 15 et 40°C. Les résultats des différentes calibrations sont représentées sur la figure 3.12b. Un très bon accord entre les calibrations en cuve et sur le film est observé et la sensibilité du rapport R des intensités de fluorescence des bandes 2 sur 1 est déterminée à $s_R = -2.9\%/^{\circ}\text{C}$.

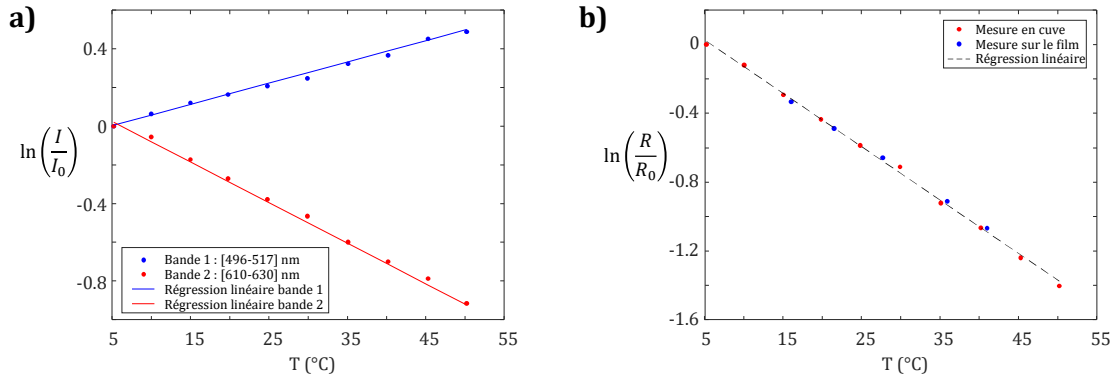


FIGURE 3.12 – Courbes de calibration en température des signaux de fluorescence des colorants RH560 et KR en solution aqueuse pour des concentrations $C_{Rh560} = 5 \cdot 10^{-7}$ mol/L et $C_{KR} = 5 \cdot 10^{-8}$ mol/L. a) Évolution du signal de fluorescence des colorants pris indépendamment en fonction de la température. b) Évolution du rapport R des signaux de fluorescence des deux colorants en fonction de la température.

Influence de la déformation de l'interface

Effectuer des mesures optiques dans le film liquide impose de devoir tenir compte de la déformation de l'interface libre du film qui se déforme au cours du temps du fait du passage des vagues. L'angle d'incidence entre l'interface et la sonde change au passage d'une vague, ce qui a pour effet de perturber la trajectoire des faisceaux lumineux provenant de l'intérieur du film et de l'intérieur de la sonde. Cette perturbation de la trajectoire optique peut fausser la mesure de l'intensité lumineuse émise par le volume de mesure d'un point de vue spectral en particulier. En effet, le comportement

des différents éléments optiques à l'intérieur de la sonde dépend de l'alignement des faisceaux lumineux avec leur axe optique. Par exemple, la bande passante des filtres interférentiels dépend de l'angle d'incidence du faisceau lumineux. Il est alors nécessaire de s'assurer que la mesure du signal de fluorescence est insensible à la déformation de l'interface. L'inclinaison de l'interface dans les conditions expérimentales étudiées ne dépasse pas 15° par rapport à la paroi étant donné le profil des vagues. Le déplacement du volume éclairé dans le film dû au passage d'une vague peut être estimé à partir de la loi de Snell-Descartes dont une illustration graphique est présentée sur la figure 3.13. Un faisceau normal à la paroi solide rencontre l'interface libre du film liquide d'eau, d'indice optique 1.33, inclinée de 15° par rapport à la paroi. Dans le liquide, le faisceau suit alors une trajectoire inclinée à 11° par rapport à la normale de la surface libre. Ainsi le faisceau lumineux dans le film a maintenant un angle d'incidence avec la paroi de 86° , contre 90° en l'absence de film. Pour un film d'épaisseur réelle $\delta = 1$ mm et d'inclinaison 15° , l'épaisseur de liquide éclairée est 1.0024 mm, soit une erreur de 0.24% par rapport à l'épaisseur réelle. Pour un faisceau laser cylindrique de 2 mm de diamètre, les effets de la réfraction de la lumière à l'interface liquide sur la géométrie étudiée peuvent ainsi être négligés.

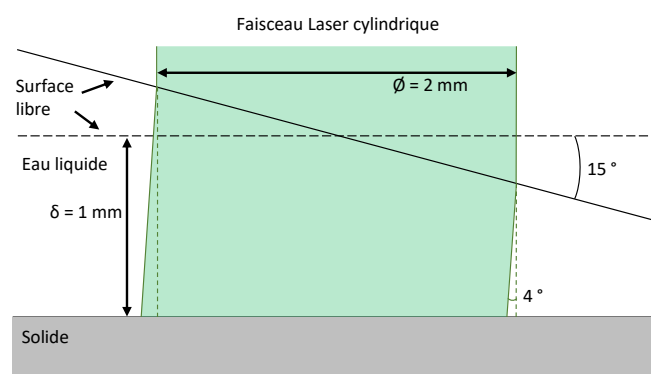


FIGURE 3.13 – Représentation de la déformation du volume éclairé par un faisceau laser de 2 mm de diamètre dans l'épaisseur du film liquide par réfraction du faisceau laser à la traversée d'une interface plane air/eau inclinée à 15° , en pointillés : une interface non-inclinée et la trajectoire du faisceau laser non-perturbé par l'inclinaison de l'interface.

Bien que le volume éclairé par la sonde puisse être considéré comme peu sensible à la déformation de l'interface, les faisceaux lumineux collectés par la sonde n'en sont pas moins déviés. L'intensité du flux lumineux parvenant à chaque PM peut être impactée par la trajectoire de la lumière dans la sonde, ce qui peut fausser la mesure de température si les deux bandes spectrales de détection considérées ne sont pas affectées de manière identique. Afin de vérifier que la déformation de l'interface libre n'influe pas sur la mesure de température, des expériences ont été menées sur des vagues isothermes. Le film s'écoule à température constante égale à 10°C sur une paroi inclinée à $\beta = 1^\circ$ par rapport à l'horizontale à un nombre de Reynolds $Re = 200$. Des vagues

sont forcées à une fréquence $f = 3$ Hz, il s'agit de la configuration du montage expérimentale la plus contraignante où les fronts de vagues sont les plus marqués. La température est mesurée par la technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs et l'épaisseur est mesurée à la même distance de l'écoulement par sonde d'Imagerie Confocale Chromatique (CCI), dont le fonctionnement sera détaillé ultérieurement. Les mesures sont effectuées à une fréquence d'acquisition de 1 kHz. Les résultats de la mesure sont présentés sur la figure 3.14 en terme d'écart de température $\Delta T_{m,v}$ par rapport à la température moyenne. L'expérience montre qu'une légère variation de température est mesurée au front de vague, là où l'angle d'incidence varie de manière la plus forte. L'écart-type de la mesure est de 0.3°C , l'influence de l'interface sur la mesure de température du film peut ainsi être négligée et une erreur maximale de mesure du fait de ce phénomène a pu être quantifiée.

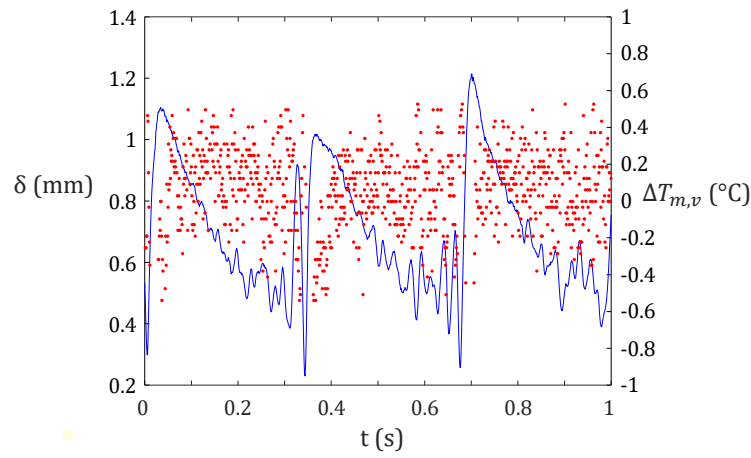


FIGURE 3.14 – Variation de température $\Delta T_{m,v}$ mesurée par LIF suite à la variation d'épaisseur δ causée par le passage de vagues sur un film isotherme à $T_0 = 10^\circ\text{C}$ pour $Re = 200$, $f = 3$ Hz et $\beta = 1^\circ$.

3.3.4 Mesures d'épaisseur du film liquide

Afin de coupler l'évolution temporelle de la température moyenne du film avec le passage des vagues, et donc d'étudier leur effet, il est nécessaire de mesurer l'épaisseur du film au cours du temps et de coupler les deux informations. De nombreuses techniques, présentées dans le premier chapitre de ce manuscrit, existent pour mesurer l'épaisseur d'un film liquide en un point avec une bonne précision et une bonne résolution temporelle. Dans cette étude, deux techniques ont été utilisées : l'Imagerie Confocale Chromatique (CCI) et la LIF, de manière similaire aux travaux menés par *Lel et al.* en 2005 [52] pour le même type d'application. Cette partie a pour but de présenter les deux méthodes de mesure de l'épaisseur de film liquide en un point au cours du temps.

Mesure de l'épaisseur du film liquide par CCI

La technique CCI a été largement adoptée par la communauté étudiant les films liquides : celle-ci a pour avantage d'être non-intrusive, précise, très bien résolue temporellement et suffisamment robuste pour ne pas être impactée par les fronts de vague. Le principe de fonctionnement de la technique est présenté sur la figure 3.15. L'aberration chromatique d'une lentille non-corrigée est utilisée pour focaliser chaque longueur d'onde d'une lumière polychromatique à différents points le long de son axe optique. La lumière réfléchiée par une interface est collectée et envoyée vers un spectromètre par l'intermédiaire d'une lame séparatrice. Un diaphragme placé entre ces deux derniers éléments permet de filtrer la lumière de sorte que seule la longueur d'onde qui était parfaitement focalisée sur l'interface parvienne au spectromètre. La distribution de l'intensité spectrale mesurée par le spectromètre permet de déterminer la position spatiale de l'interface par rapport à une référence liée à la lentille chromatique. Dans le cas d'un milieu transparent tel qu'un film liquide, plusieurs interfaces peuvent être rencontrées par le faisceau lumineux et donc son épaisseur peut être déterminée. Dans cette application, le système Chrocodile C équipé d'une sonde de 4 mm de profondeur de champ, d'une précision annoncée de $1.2\ \mu\text{m}$ sur l'épaisseur, fabriqué par Precitec a été utilisé. Une carte d'extension analogique permet l'acquisition de la mesure d'épaisseur par une carte d'acquisition numérique (ADLINK PCIe-9834) à une fréquence maximale de 80 MHz.

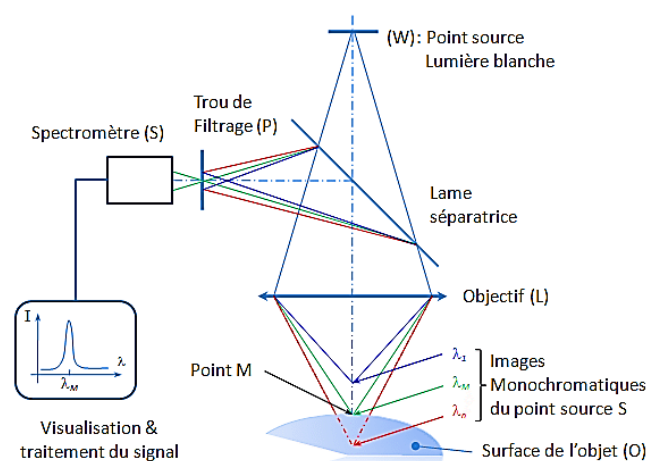


FIGURE 3.15 – Schéma explicatif du fonctionnement de la technique CCI, extrait du site internet de la société STIL.

Dépendance du signal de fluorescence à l'épaisseur

D'après l'équation 3.11, l'intensité de fluorescence émise dans le film liquide ensemencé par des colorants fluorescents dépend linéairement du volume de collection du signal. Dans la configuration étudiée, le film est éclairé par un faisceau laser cylindrique normal à la paroi solide. Cela signifie que le signal de fluorescence mesuré

dépend linéairement du volume de fluide éclairé, et donc intrinsèquement de l'épaisseur du film. Il est donc possible d'utiliser la LIF pour mesurer localement l'épaisseur du film. Une méthode serait ainsi de mettre en solution un colorant fluorescent dont l'intensité d'émission du signal de fluorescence ne dépend pas ou peu de la température, comme la rhodamine 6G ou la rhodamine 640 [14]. Cependant la mesure de température suppose que le fluide soit déjàensemencé par les deux colorants Rh560 et KR dont les dépendances à la température sont inverses. Un fort avantage de l'utilisation de ces deux colorants est que les mesures d'épaisseur δ et de température du film $T_{m,v}$ peuvent être couplées et effectuées au même point et en même temps avec la même sonde. La somme Σ des intensités de fluorescence des deux colorants sur les bandes spectrales 1 et 2 est définie comme :

$$\Sigma(\delta, T_{m,v}) = \frac{K_{1,T_0} \cdot I_1(\delta, T_{m,v}) + K_{2,T_0} \cdot I_2(\delta, T_{m,v})}{K_{1,T_0} + K_{2,T_0}} \quad (3.16)$$

avec K_1 et K_2 les coefficients de pondérations de la moyenne barycentrique des intensités mesurées sur les deux bandes spectrales de mesure à la température initiale de l'eau dans le réservoir T_0 . Les deux colorants ayant des sensibilités à la température différentes, les valeurs de ces coefficients influent sur la précision de la mesure. Expérimentalement, ces constantes caractérisent la chaîne de détection optique et sont associées à la tension appliquée sur les PM, jouer sur la tension des photomultiplicateurs permet de faire varier K_1 et K_2 . Il est alors possible de déterminer la valeur optimale de ces constantes pour limiter l'influence de la température sur Σ en simulant l'évolution de Σ en fonction de la température à épaisseur constante, les sensibilités à la température sur chacune des bandes spectrales ayant été déterminées précédemment. Le résultat de ce calcul, présenté sur la figure 3.16, suggère que de choisir $K_1 = K_2 = 1$ minimise l'influence de la température, lorsque la température $T_{m,v}$ du film est augmentée de 20°C par rapport à la température initiale de l'eau T_0 . L'erreur résultante, provenant de la dépendance en température de l'émission fluorescente sera ainsi au maximum de 1.5%. Cela signifie que les gains des PM seront choisis afin qu'à la température initiale de l'eau dans le réservoir T_0 , les valeurs mesurées d'intensités de fluorescence sur les deux bandes spectrales soient égales. La somme Σ s'exprime alors par :

$$\Sigma(\delta, T_{m,v}) = \frac{I_{1,\lambda}(\delta, T_{m,v}) + I_{2,\lambda}(\delta, T_{m,v})}{2} \quad (3.17)$$

Comme évoqué précédemment, le volume de collection de l'intensité de fluorescence est considéré comme étant un cylindre de diamètre 2 mm et de hauteur δ l'épaisseur du film. Le diamètre du volume de collection est celui du faisceau laser et il a été montré qu'il peut être considéré insensible à la déformation de la surface libre. Ainsi, le diamètre du volume de collection peut être supposé constant. Il en est déduit que l'intensité de fluorescence mesurée sur chaque bande spectrale dépend linéairement de l'épaisseur δ du film qui peut s'exprimer par :

$$\delta = \delta_{ref} \frac{\Sigma(\delta, T_{m,v})}{\Sigma_{ref}} \quad (3.18)$$

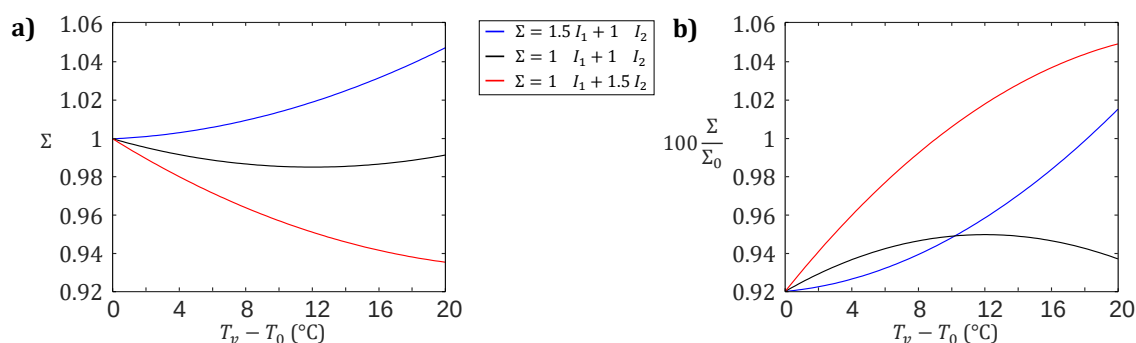


FIGURE 3.16 – Étude de l'influence des coefficients K_1 et K_2 sur la mesure d'épaisseur de film par la somme des signaux LIF. a) Évolution de la somme des signaux de fluorescence Σ en fonction de la température pour différentes valeurs de K_1 et K_2 . b) Évolution de l'erreur sur Σ en fonction de la température pour différentes valeurs de K_1 et K_2 .

avec Σ_{ref} une valeur de référence prise à une épaisseur δ_{ref} de référence et à une température de référence T_{ref} .

Mesure absolue de l'épaisseur de film liquide par LIF et comparaison à la méthode CCI

Afin d'obtenir une mesure absolue de l'épaisseur du film, une prise de référence est nécessaire (Eq.(3.18)). Pour ce faire, la somme Σ est mesurée sur un écoulement de film liquide non-perturbé au même instant et à la même distance d'écoulement que la méthode par CCI, ce qui constitue les valeurs de référence nécessaires. Afin de valider la technique de mesure de l'épaisseur de film par LIF, des expériences ont été menées pour la comparer avec la méthode par CCI. Sur la figure 3.17 sont présentés les résultats d'une mesure effectuée à une distance $x = 150$ mm sur un film d'eau isotherme à $T = 20^\circ\text{C}$ s'écoulant à $Re = 240$ sur une paroi à une inclinaison $\beta = 5^\circ$, perturbé à une fréquence $f = 3$ Hz, les deux sondes LIF et CCI ayant été fixées côte à côte à la même distance x dans l'écoulement, la distance entre les deux points de mesure signifie que la forme des vagues observée par chaque sonde est légèrement différente. Les résultats montrent que la technique LIF développée restitue une mesure de l'épaisseur en bon accord avec la technique CCI.

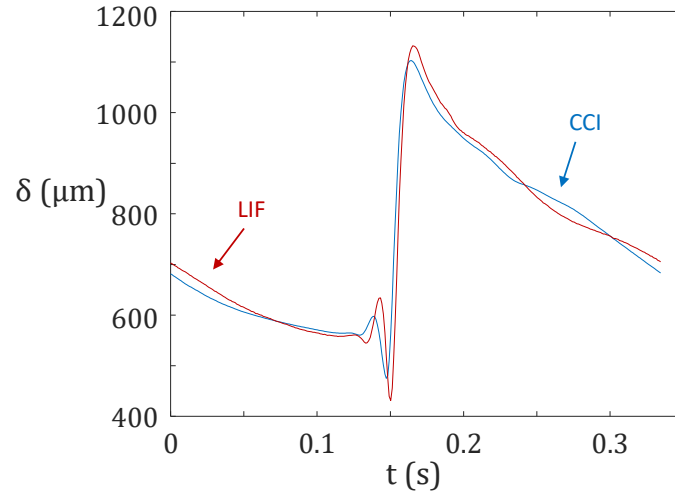


FIGURE 3.17 – Comparaison des épaisseurs mesurées par méthode LIF et CCI sur un film isotherme perturbé pour $Re = 250$, $\beta = 5^\circ$, $f = 3$ Hz, $x = 150$ mm et $T_0 = 10^\circ\text{C}$

Influence de la température sur la mesure d'épaisseur LIF

Le choix judicieux des gains des PM permet de limiter l'effet de la température sur la mesure d'épaisseur à une erreur de mesure inférieure à 1.5%. Les mêmes signaux servant à déterminer l'épaisseur δ et la température du fluide T_v , il est possible de corriger l'effet de la température sur chaque bande spectrale de détection avant d'en faire la somme et ainsi de corriger la somme des signaux de fluorescence utilisée pour la mesure du film par l'application de l'équation 3.11. La figure 3.18 présente l'évolution de l'épaisseur en fonction du temps mesurée par la méthode LIF, sans et avec correction pour un film liquide aux conditions identiques au précédent et chauffé par une densité de flux de chaleur en paroi moyenne $q_w = 1.25$ W/m². L'erreur entre les deux mesures est ici toujours inférieure à 0.5% sur la période de la vague. En effet, au passage d'une vague la température moyenne $T_{m,v}$ mesurée ne varie que de quelques degrés (au maximum 7°C), ce qui limite la perturbation de la mesure au cours d'une période. En conclusion, l'influence de la température sur la mesure d'épaisseur par la méthode LIF peut être négligée. La mesure de l'épaisseur du film peut donc être déduite à l'aide de l'équation :

$$\delta = \delta_{ref} \frac{\Sigma(\delta)}{\Sigma_{ref}} \quad (3.19)$$

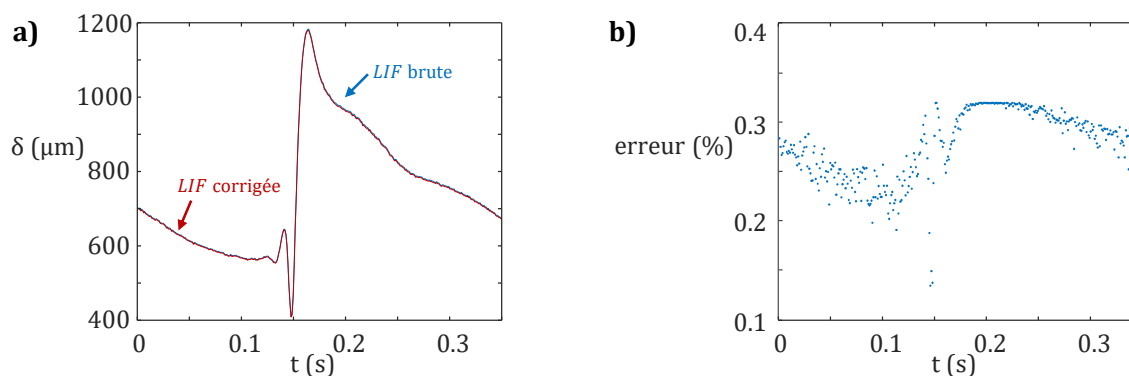


FIGURE 3.18 – Estimation de l'influence de la température du film sur la mesure d'épaisseur par technique LIF pour $Re = 240$, $\beta = 5^\circ$, $f = 3$ Hz, $x = 150$ mm, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25$ W/m². a) Comparaison des épaisseurs LIF brutes et corrigées de la température. b) Écart relatif instantané entre la mesure brute et la mesure corrigée de la température.

3.3.5 Traitement des signaux de fluorescence, incertitudes et biais de mesure

La première source d'incertitude sur les mesures de température et d'épaisseur par LIF est le bruit de mesure des photomultiplicateurs (PM). Ce bruit est d'origine thermique, auquel s'ajoute le bruit poissonnien de détection des photons. Un photomultiplicateur est un système composé d'une photocathode et d'une anode séparées par plusieurs étages de dynodes plongés dans du vide et dont la tension électrique séparant les différents éléments peut être contrôlée. Lorsqu'un photon atteint la photocathode, un électron est émis par effet photo-électrique vers la première dynode. La différence de potentiel électrique séparant deux dynodes successives permet d'accélérer chaque électron en circulation afin qu'il acquière suffisamment d'énergie pour générer un paquet d'électrons lors du contact avec la dynode suivante. Lorsque les électrons atteignent l'anode, une impulsion de charge se produit, celle-ci est transmise à un amplificateur qui se charge de la conditionner en une grandeur mesurable, ici en une tension comprise entre 0 et 1 V. La tension électrique appliquée à l'intérieur du système joue le rôle de gain : plus celle-ci est grande, plus l'accélération des électrons est grande et la taille des paquets d'électrons générés à chaque dynode augmente. Cependant, l'augmentation de la tension se traduit aussi par une augmentation de la probabilité de mettre en mouvement des électrons parasites à une dynode qui ne correspondent pas à la détection d'un photon. La probabilité qu'un tel événement se produise augmente aussi lorsque la température du PM augmente. Afin de caractériser le bruit de mesure intrinsèque des PM, des mesures ont été effectuées directement sur un film liquide non-perturbé, sur lequel ne passe aucune vague, s'écoulant à une température constante $T_0 = 10^\circ\text{C}$, à une fréquence d'acquisition de 10 MHz. L'intensité de fluorescence (le nombre de photons) émise par le volume de mesure peut être modifiée en faisant varier l'épaisseur du film liquide (volume de mesure) ou l'inten-

sité du laser (intensité d'excitation). En pratique, la fréquence de perturbation du film liquide est limitée à $f = 10$ Hz. Cela signifie que la fréquence d'acquisition choisie de 10 MHz permet de résoudre chaque motif de vague par un minimum de 10^6 points, ce qui correspond à un sur-échantillonnage important. Le bruit statistique de mesure des PM étant un bruit blanc à moyenne nulle, il est possible de le réduire en effectuant une moyenne. Ainsi, chaque paquet de 10^4 points de mesure (correspondant à 1 ms de mesure) successifs est moyenné, ce qui a pour effet de réduire la fréquence effective d'acquisition à 1 KHz, ce qui est plus que suffisant pour bien résoudre le passage d'une vague, tout en réduisant l'écart-type du bruit de mesure de deux ordres de grandeurs. L'évolution de l'écart-type relatif sur la mesure de l'intensité de fluorescence en fonction de la tension lue aux bornes du système de détection PM+amplificateur est présentée pour les deux PM associés aux deux bandes spectrales de mesure sur la figure 3.19. Les écarts-types présentés ici sont calculés à partir des mesures brutes d'intensité de fluorescence sur un film non-perturbé isotherme, regroupées dans un histogramme de niveau par des classes de valeurs de 0.05 V de large. Les deux courbes présentées ici montrent que pour une tension de sortie du système supérieure à 0.1 V, l'écart-type relatif obtenu est inférieur à 0.2%. Il est donc préférable de régler la tension-gain des PM de sorte à toujours mesurer un signal supérieur à 0.1 V. Enfin, il est possible d'estimer les incertitudes de mesure de sonde développées en effectuant les calculs de la température et de l'épaisseur par LIF ainsi que de l'épaisseur par CCI à partir de la mesure sur un film non-perturbé isotherme. Dans cette configuration, les grandeurs d'intérêt restent constantes et donc la variabilité de la mesure ne provient que du bruit de mesure des PM. Cette expérience permet de déterminer les erreurs statistiques attendues, après le traitement des données, sur les mesures de la température et de l'épaisseur du film, qui sont de $\pm 0.3^\circ\text{C}$ pour la mesure de température LIF et respectivement de $\pm 5 \mu\text{m}$ et $\pm 3 \mu\text{m}$ pour les mesures d'épaisseur LIF et CCI.

Une deuxième source d'erreur vient de la prise de température de référence à effectuer à partir d'un thermocouple de type K. Cette sonde introduit une erreur absolue de l'ordre de $\pm 0.5^\circ\text{C}$ sur la température estimée. Cependant, cette erreur n'a pas d'influence sur la mesure de l'échauffement du film par LIF puisqu'elle est relative à la valeur de référence.

Finalement, une troisième source d'erreur vient de la calibration en température du rapport de fluorescence à partir de la courbe de calibration, présentée sur la figure 3.12b. L'erreur sur l'estimation de la sensibilité s , obtenue en effectuant une régression linéaire sur les points expérimentaux de calibration. L'erreur sur le calcul de la pente de la droite de régression linéaire peut être estimée à $\epsilon_s = 0.05\%/^\circ\text{C}$. Cette variabilité est principalement due à l'incertitude sur la mesure de température prise par thermocouple lors des expériences de calibration. L'erreur ϵ_T induite par ϵ_s sur la mesure d'une élévation de température ΔT peut alors être calculée, à partir de l'expression de la dépendance à la température du signal de fluorescence (Eq.(3.13)), par la formule :

$$\epsilon_T = \frac{\epsilon_s}{s + \epsilon_s} \Delta T \quad (3.20)$$

Sur l'ensemble des mesures réalisées, l'élévation de température ΔT mesurée ne dé-

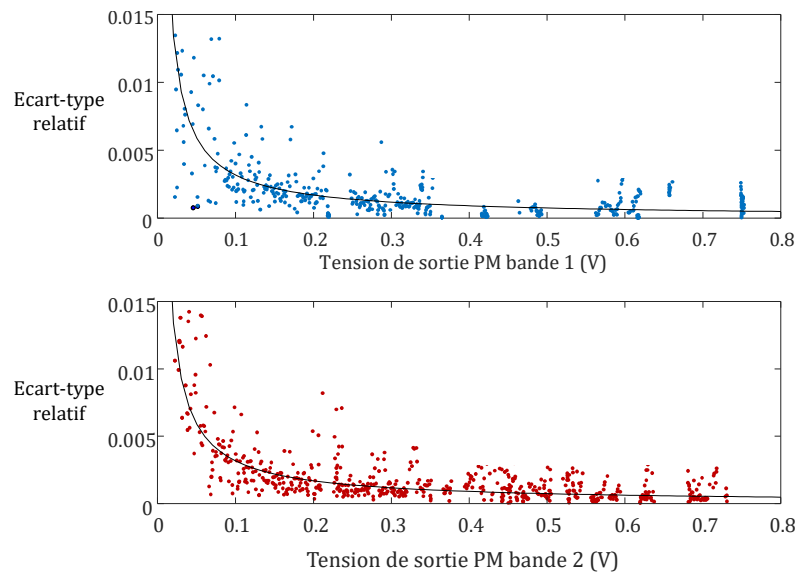


FIGURE 3.19 – Évolution de l'écart-type de mesure des PM en fonction de la tension de sortie associée aux bandes de mesure 1 (en bleu) et 2 (en rouge).

ne passe jamais 20°C , l'erreur d'estimation de la sensibilité en température ϵ_s engendre donc une erreur sur la température ϵ_T de $\pm 0.3^{\circ}\text{C}$.

3.3.6 Illustration par un résultat expérimental

Grâce à la technique de mesure LIF développée, il est possible de mesurer en un même point l'évolution temporelle de l'épaisseur et de la température moyenne dans l'épaisseur d'un film liquide d'eau lorsque celui-ci s'écoule sur une paroi plane inclinée chauffée et est parcouru par des ondes de surface, sous la forme des vagues 2D. Cette mesure permet d'obtenir des informations nouvelles en vue d'étudier l'influence des vagues sur les transferts de chaleur entre le film et la paroi. La figure 3.20 donne un exemple de l'évolution au cours du temps des profils obtenus par LIF d'épaisseur et de température moyenne dans l'épaisseur du film au passage des vagues pour différentes positions longitudinales x sur une paroi chauffée. Dans l'exemple représenté, la croissance de la vague le long de l'écoulement et l'élévation globale de température du film sont mises en évidence. Une forte corrélation est observée entre les profils de température et d'épaisseur : lorsque la température est maximale, l'épaisseur est minimale et lorsque l'épaisseur croît, la température décroît et inversement.

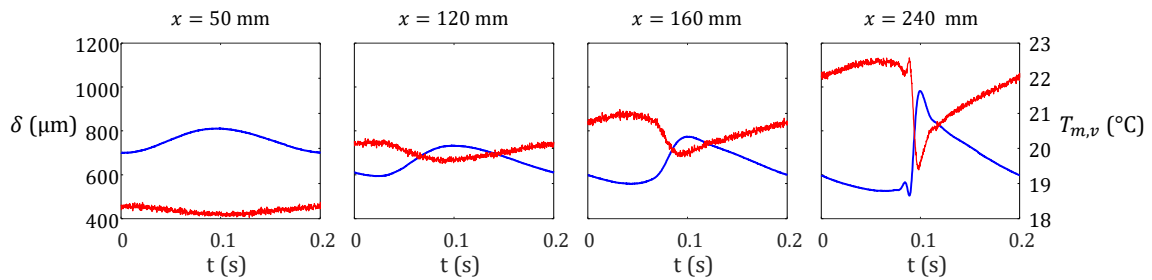


FIGURE 3.20 – Évolution des profils d'épaisseur δ (en bleu) et de température $T_{m,v}$ (en rouge) d'un film d'eau le long de l'écoulement pour $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $f = 5$ Hz, $T_0 = 17^\circ\text{C}$, $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

3.4 Application de la fluorescence en régime saturé : mesure instantanée résolue dans l'espace du champ de température dans le film liquide

Une autre approche de la mesure de température et d'épaisseur du film ruisselant peut être abordée en utilisant des lasers impulsionnels. En créant une nappe laser, il est possible d'éclairer une tranche du liquide et donc d'obtenir, à l'aide de caméras matricielles, une mesure instantanée et résolue dans l'espace de l'intensité de la fluorescence. Ce type de mesure, appelée PLIF, permet d'obtenir le champ de température à l'intérieur du film au passage de vagues. Cette partie a pour but de décrire sa mise en place.

3.4.1 Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental utilisé pour réaliser les mesures de champ de température à l'intérieur de films ruisselants peut être décomposé en deux parties.

Génération du plan laser

Les traceurs fluorescents utilisés (présentés dans la section 3.4.2) sont excités à la longueur d'onde de 532 nm par un laser Nd :YAG pulsé doublé en fréquence (Quantel Brillant B, fréquence de répétition de 10 Hz, durée d'impulsion de 5 ns, énergie de 400 mJ/impulsion, 8 mm de diamètre à $1/e^2$). Le système optique pour la génération de la feuille laser est présenté dans la figure 3.21. Le faisceau laser est élargi par une première lentille cylindrique plan convexe ($f = 40$ mm) pour former une feuille laser qui traverse le film liquide perpendiculairement au front d'onde. Dans la direction transversale, une deuxième lentille cylindrique plan convexe ($f = 350$ mm) est utilisée pour focaliser le faisceau et obtenir une faible épaisseur de la tranche laser. Grâce à ce montage optique, la feuille laser a une longueur de 7 cm et une épaisseur d'environ 30 μm dans la zone de visualisation des caméras. L'angle entre la feuille laser et la feuille de titane est réglé à 64° au moyen d'un miroir incliné. Le système optique de détection

de la fluorescence est incliné à un angle de 45° par rapport à la feuille de titane. Cette valeur est un compromis : un angle de vue plus petit (par rapport à la surface du film) permettrait d'obtenir une meilleure résolution spatiale dans la direction transversale du film, mais l'angle critique pour une réflexion totale est de 41° par rapport à la surface du film liquide. En ce qui concerne l'angle d'incidence de la feuille laser, il doit être sensiblement différent de 45° pour éviter la réflexion de la lumière laser dans la direction de l'optique de détection.

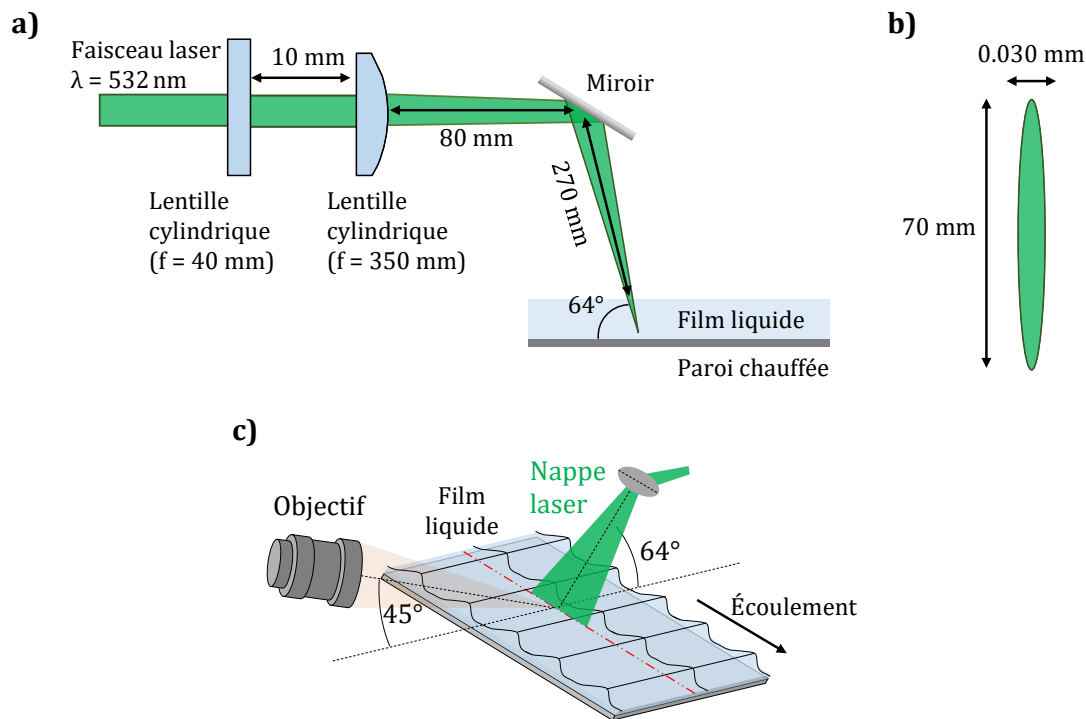


FIGURE 3.21 – Illumination du film liquide ruisselant par un plan laser : a) Vue de côté de la nappe laser, b) Vue de dessus de la nappe laser. c) Vue d'ensemble du montage optique.

Système de détection du signal de LIF

La deuxième partie du montage optique, dédiée à la détection du signal de fluorescence, est présentée sur la figure 3.22. Ce dispositif optique comprend un objectif macro (SIGMA APO MACRO 150mm F2.8 EX DG OS HSM) qui est placé à une distance de travail de 30 cm. La méthode LIF à deux couleurs, servant à mesurer la température dans le film liquide ruisselant, implique l'utilisation de deux caméras équipées de filtres interférentiels adaptés à chacune des bandes spectrales choisies pour détecter séparément le signal de fluorescence. Une lame séparatrice inclinée à 45° est placée devant deux caméras (Allied Vision Tech Prosilica GT3300 B/C GigE Camera 3296 x 2472,

12 bits, $5,5 \mu\text{m}/\text{pixel}$). Dans ce montage, une pellicule séparatrice de très faible épaisseur ($2 \mu\text{m}$) est préférée à une lame neutre plus épaisse (1 mm) afin d'éviter la présence d'images fantômes dues aux réflexions de la lumière aux interfaces des lames séparatrices classiques. Pour améliorer le rapport signal/bruit des images, il est nécessaire de procéder à un regroupement des pixels (binning) par 4 dans le sens vertical (et donc dans l'épaisseur du film) et par 8 dans le sens horizontal (dans le sens de l'écoulement). Afin de faciliter la mesure des signaux lumineux dans l'épaisseur du film liquide, la paroi en titane a été recouverte d'une fine couche de peinture noire résistante haute température afin de limiter au maximum les réflexions du plan laser et de l'émission fluorescente à la surface de la paroi.

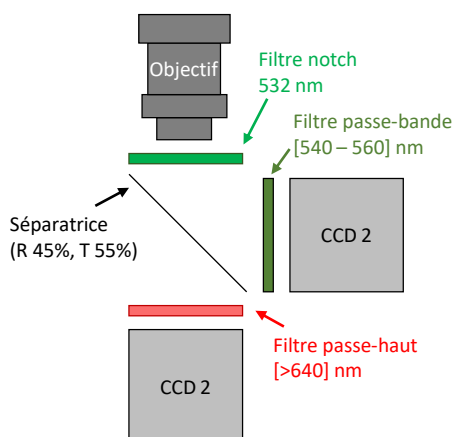


FIGURE 3.22 – Schéma du dispositif optique de détection optique pour l'imagerie LIF

Afin de réaliser des images de coupe à l'intérieur des vagues le long de l'écoulement, le dispositif d'excitation laser et le système de détection sont placés de part et d'autre du plan incliné, comme montré sur la figure 3.21. Les deux dispositifs peuvent être traduits parallèlement à la zone étudiée afin d'effectuer des mesures à différentes positions spatiales le long de l'écoulement. Puisque la nappe laser n'est pas coplanaire au plan focal de l'objectif, la résolution verticale dans le film est affectée. Un tracé de rayon peut être utilisé pour évaluer la résolution spatiale, en tenant compte également de la disposition non-coplanaire de la feuille laser et du plan focal de l'objectif de la caméra, ainsi que de l'angle d'inclinaison. La disposition utilisée conduit à une résolution des images de champ de température obtenues à l'intérieur du film liquide de $18,8 \mu\text{m}/\text{px}$ dans l'épaisseur du film et de $20,3 \mu\text{m}/\text{px}$ dans le sens de l'écoulement.

3.4.2 Choix des colorants et sélection des bandes spectrales de détection

L'utilisation d'un laser pulsé implique que la densité de puissance du faisceau laser est très grande et que la fluorescence induite passe alors dans le régime dit saturé introduit précédemment. En effet, étant donné la faible épaisseur de la tranche laser (environ $30 \mu\text{m}$), une énergie par impulsion de quelques mJ est suffisante pour atteindre

des densités d'excitation de l'ordre du GW/cm². Cette valeur dépasse de loin l'intensité de saturation de la plupart des colorants fluorescents usuels, qui est, quant à elle, de l'ordre de quelques MW/cm². Pour certains colorants, la saturation de la fluorescence se traduit par une perte totale ou partielle de la sensibilité à la température de leur intensité de fluorescence, celle-ci provenant essentiellement du rendement quantique de fluorescence [14]. Les colorants utilisés pour la mesure de température par LIF ponctuelle en régime linéaire, présentée précédemment, font partie de cette famille de colorants. De fait, ils ne sont donc pas appropriés à être utilisés dans cette application. Dans le travail mené par Chaze et al. [15], un couple de colorants se distingue pour ses propriétés en régime saturé et ils ont donc été choisis pour cette application : la Fluorescéine (FL) et la Sulforhodamine 640 (SRh640), donc les spectres d'émission et d'absorption sont présentés sur la figure 3.23. L'étude préliminaire amenant au choix de ce couple de traceur a été menée au cours d'une précédente thèse et est longuement décrite dans le manuscrit correspondant [13]. Seule une présentation succincte est donnée ici. Ce choix de traceurs fluorescents se justifie principalement par le fait que le coefficient d'absorption molaire de la FL à 532 nm dépend fortement de la température et permet ainsi d'obtenir la thermodépendance du signal de fluorescence (+3%/°C dans l'eau à pH=6). La fluorescence émise localement doit être intégrée le long du chemin optique allant de l'intérieur du film liquide à l'optique de détection, ce qui entraîne une dépendance du signal de fluorescence par rapport à la géométrie du film liquide. Un deuxième colorant, à savoir la SR640, ne dépendant pas de la température, est donc ajouté pour utiliser une approche ratiométrique. L'émission de fluorescence de la SR640 est décalée vers le rouge par rapport à la FL (figure 3.23), ce qui permet la détection de la fluorescence sur deux bandes spectrales bien séparées : [540 nm - 560 nm] pour la FL et [$\lambda > 640$ nm] pour la SR640, ce qui permet de limiter les conflits spectraux (c'est-à-dire l'émission d'un colorant dans la bande de détection de l'autre colorant). Le rapport de fluorescence des signaux dans ces deux bandes est donné par :

$$R = \frac{I_{FL}}{I_{SR640}} \sim \epsilon_{0,FL}(T) \frac{C_{FL}}{C_{SR640}} \quad (3.21)$$

Le rapport est fonction des concentrations des colorants qui sont fixées à $C_{FL} = 2 \cdot 10^{-4}$ mol/L et $C_{SRh640} = 0.7 \cdot 10^{-6}$ mol/L. L'absorption de FL est connue comme étant fonction du pH en solution aqueuse [24]. L'équilibre en solution aqueuse des concentrations de ses différentes formes protolytiques (FH_3^+ , FH_2 , FH^- , F^{2-}) dépend du pH. Par conséquent, le pH est fixé à 6 avec l'ajout d'un tampon (KH_2PO_4 : 2,64 g/L et Na_2HPO_4 : 0,44g/L). Cette valeur garantit que le coefficient d'absorption ainsi que la sensibilité à la température du colorant sont suffisants pour réaliser des mesures de température. Pour les deux colorants considérés à pH=6 et T = 20°C, les pics des spectres d'absorption sont : $\epsilon = 1.89 \cdot 10^5$ M⁻¹·cm⁻¹ à 587 nm pour SRh640 et dans le cas de FL $\epsilon = 3.18 \cdot 10^4$ M⁻¹·cm⁻¹ autour de 480 nm.

A ces concentrations et sur ces bandes spectrales, les signaux de fluorescence émis sont équilibrés à 20°C, les conflits spectraux sont limités et l'absorption du signal de FL par SRh640 est négligeable (moins de 1% pour 5 mm de chemin optique dans l'eau).

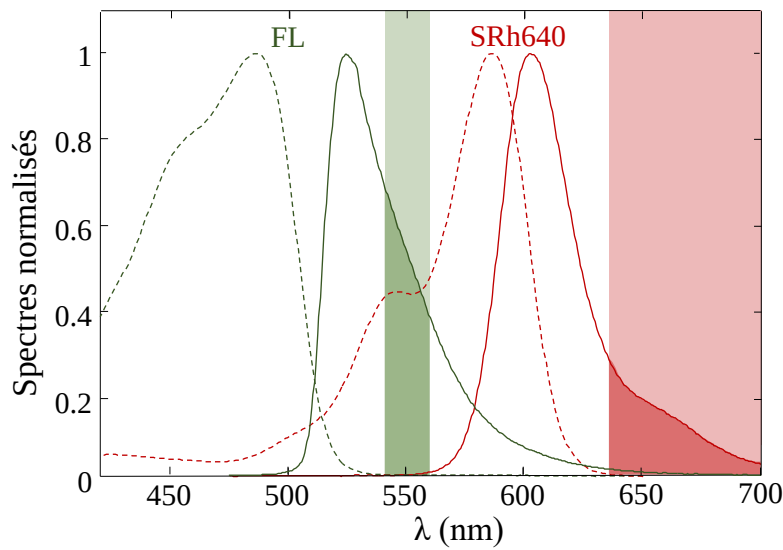


FIGURE 3.23 – Spectres d'émission (en traits pleins) et d'absorption (en traits discontinus) pour FL et SRh640. Illustration des bandes spectrales choisies pour la mesure de température par méthode ratiométrique.

La figure 3.24 montre l'évolution du rapport de fluorescence en fonction de la température. Ces données ont été obtenues avec le dispositif de mesure décrit précédemment tout en modifiant le flux thermique q_w pour faire varier la température dans le film liquide plat entre 10 et 45°C. Elles indiquent une augmentation du rapport de $s_R=+2,7\%/^{\circ}\text{C}$, ce qui est légèrement inférieur à ce qui était attendu de l'Eq.(3.21), sachant que le coefficient d'absorption moléculaire de la FL à pH de 6 possède une sensibilité à la température de $+3\%/^{\circ}\text{C}$. Cette différence peut être expliquée par l'émission de FL dans la bande de détection de SR640, qui n'est pas totalement négligeable [15].

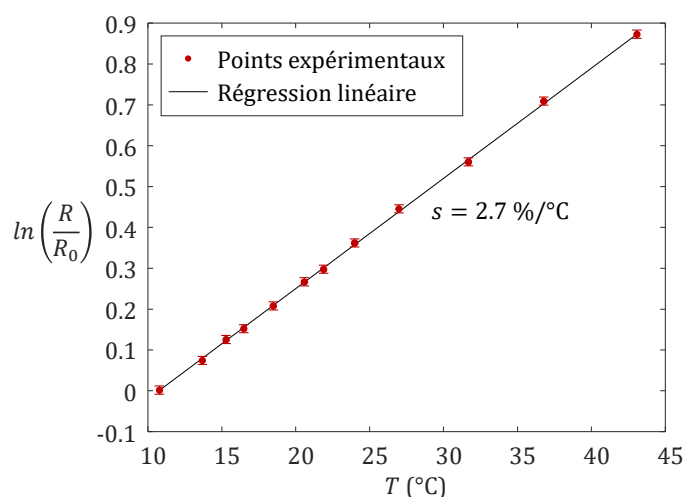


FIGURE 3.24 – Courbe de calibration des signaux de fluorescence des colorants FL et SRh640 en solution aqueuse pour des concentrations $C_{FL} = 2 \cdot 10^{-4}$ mol/L et $C_{SRh640} = 0.7 \cdot 10^{-6}$ mol/L.

3.4.3 Traitement d'images et mesures quantitatives

Pour obtenir des mesures quantitatives de la température, un traitement spécifique des images est nécessaire. Les étapes de ce traitement, déjà décrites par Dunand et al. en 2012 [33] et Chaze et al. en 2017 [13] dans le cas de gouttes impactant une paroi surchauffée, sont ici adaptées pour reconstruire le champ de température à l'intérieur du film liquide ruisselant. Une des principales différences avec ces précédentes études est que le champ de vision des caméras ne permet pas une visualisation complète du champ de température dans une vague. En effet, le champ de vision des caméras est limité à environ 8 mm dans la direction horizontale, alors que la longueur d'onde des vagues est de plusieurs cm. Une méthode de reconstruction spécifique à cet égard a donc dû être mise en place. Elle est basée sur la périodicité des vagues produites par les vibrations des haut-parleurs. L'impulsion laser est progressivement déphasée par rapport à la génération des vagues dans le but d'obtenir des images successives des différentes régions à l'intérieur de vagues successives lorsqu'elle passe devant les caméras. Les images enregistrées sont finalement assemblées pour reconstituer l'ensemble du champ de température dans les vagues.

a) Repositionnement des images pour une correspondance pixel à pixel

Malgré un soin tout particulier apporté à l'alignement des caméras et du dispositif optique, une procédure de calibration supplémentaire est nécessaire pour s'assurer que les deux caméras visualisent la même région spatiale et sont positionnées l'une par rapport à l'autre au pixel près. Une grille régulière de points circulaires (diamètre : 50 μm , espacement : 125 μm) est imagée par les deux caméras. Ensuite, les coordonnées de chacun des points dans les images sont trouvées en utilisant un algorithme de reconnaissance, généralement un simple seuil de gris est suffisant pour détecter les

points et leurs centres dans les images. Une fonction polynomiale du troisième ordre est créée pour obtenir une correspondance parfaite entre les coordonnées des points dans les images des deux caméras [15]. La transformation polynomiale du troisième ordre obtenue à partir de cette calibration spatiale est appliquée aux images de fluorescence avant de faire le rapport et de déterminer la température. Un exemple de repositionnement des images pour une matrice régulière de points est présentée sur la figure 3.25. L'erreur de positionnement entre les images suite à cette transformation est estimée de l'ordre du pixel, ce qui est suffisant pour ne pas introduire de biais significatif dans la mesure.

Il est à noter que, dans le présent cas, la correction de la non-linéarité des caméras avec le flux lumineux ainsi que la correction des aberrations optiques ne sont pas nécessaires. En effet, Chaze et al. ont montré que ces caméras ont bien une réponse linéaire avec le flux et que l'objectif utilisé n'engendre pas d'aberrations optiques [13].

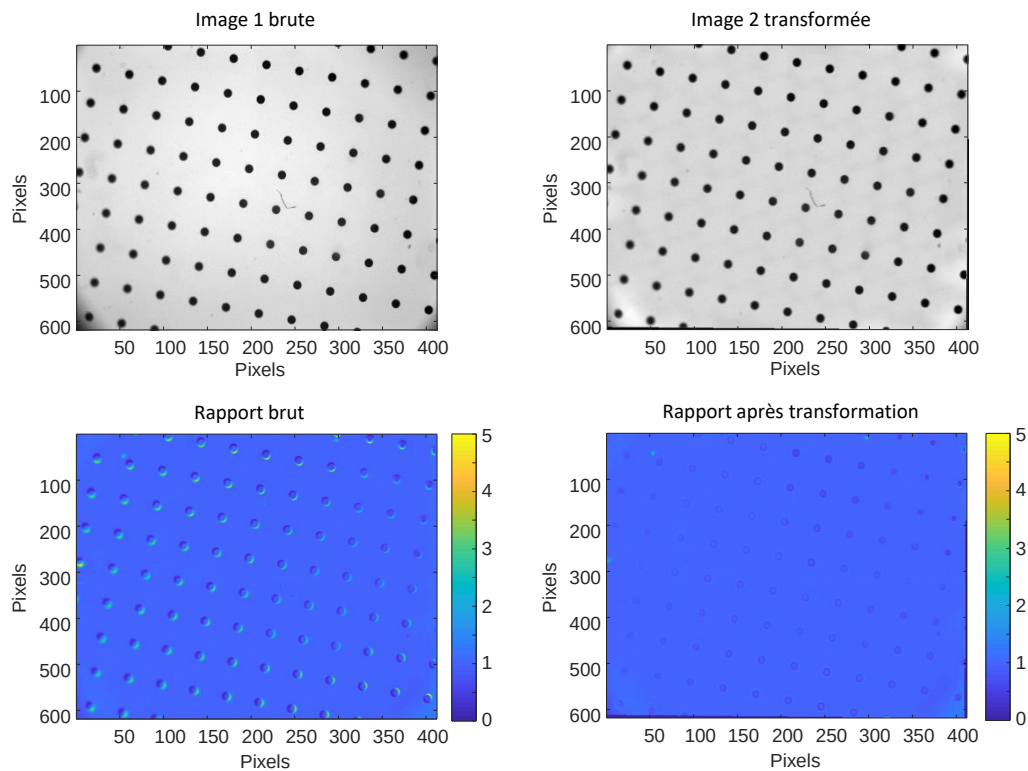


FIGURE 3.25 – Exemple de correction de correspondance entre les pixels des images des deux caméras et son effet sur le rapport.

b) Correction de l'uniformité du rapport dans l'image

L'ensemble des étapes du traitement des images brutes ne corrige pas tous les biais de mesure inhérents à cette application. De la même manière que l'alignement des

deux caméras dans le dispositif de collection optique n'est jamais parfait, il est très difficile d'aligner avec suffisamment de précision le plan focal de l'objectif et le plan laser. Ce défaut d'alignement induit un défaut de mise au point entre les parties gauche et droite des images de fluorescence captées. L'intensité brute perçue par les caméras devient dépendante de l'espace après avoir traversé le système de détection. Ce qui a un effet sur la mesure quantitative de température dont un exemple est présenté sur la figure 3.26 où est représenté un champ de température pris dans l'épaisseur d'un film liquide non-perturbé s'écoulant à température homogène sur le plan incliné pour $\beta = 10^\circ$ et $Re = 200$. La zone gauche de cette image est globalement de plus haute température que la zone droite. Une correction a été mise en place afin de limiter cet effet, dont l'influence sur le profil de température le long de l'image précédente est présenté sur la figure 3.27. Sur une image de film à température homogène, le champ de température mesuré à l'intérieur du film est moyenné sur les pixels verticaux de l'image (épaisseur de la vague), donnant le profil de température moyenne le long des pixels horizontaux (distance d'écoulement). Une fonction linéaire est ensuite créée afin de rendre le profil de température uniforme autour de sa valeur moyenne tout le long de l'image. La correction ainsi créée sera appliquée à tous les couples d'images pris dans les mêmes conditions d'alignement entre le dispositif de collection du signal et le plan laser.

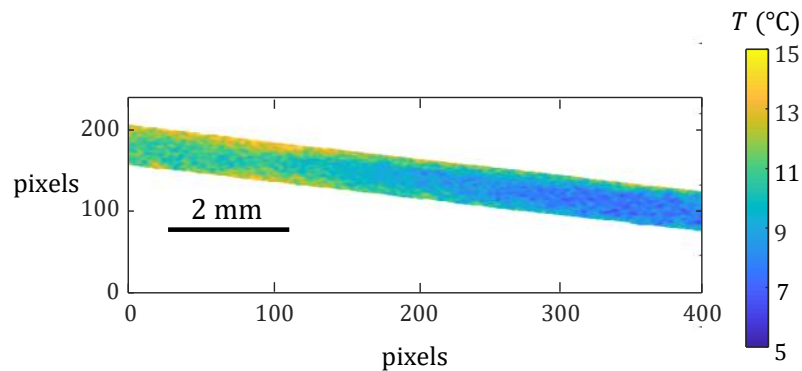


FIGURE 3.26 – Effet du défaut d'alignement entre le plan focal de l'objectif et le plan laser sur la mesure du champ de température dans un film non-perturbé isotherme pour $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$ et $T_0 = 10^\circ\text{C}$.

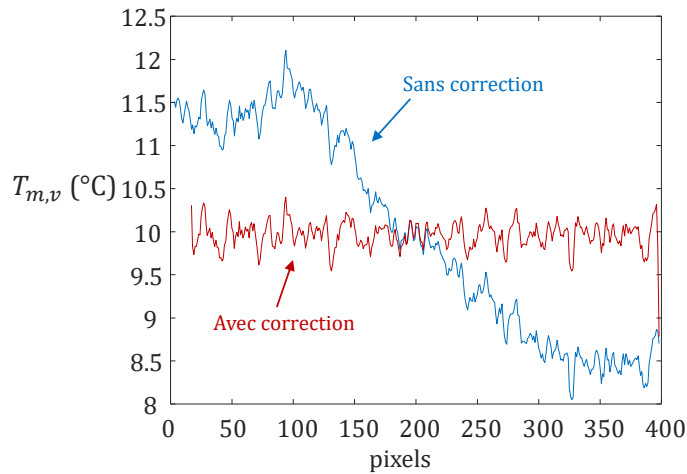


FIGURE 3.27 – Profil de température moyenne volumique $T_{m,v}$ le long de l'image présentée sur la figure 3.26 avant et après correction de l'uniformité

c) Détection de la surface libre du film liquide et de celle de la paroi

La détection du bord du film intervient à un stade précoce du traitement d'image étant donné qu'elle est une exigence de la technique de reconstruction présentée au paragraphe e). La figure 3.28 présente une image typique du champ de fluorescence dans le film liquide. Malgré une feuille laser très fine (environ $30\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur dans la zone d'observation de la caméra), les deux bords du film ne sont pas facilement détectables. Une comparaison minutieuse avec la technique CCI révèle que l'épaisseur de la région de détection du signal de fluorescence est nettement plus importante que prévu dans une coupe transversale. Le flou observé sur le bord du film n'est pas dû à un problème de mise au point de l'objectif macro, ce dernier ayant une profondeur de champ de plusieurs mm. En fait, l'explication la plus probable semble être une émission de fluorescence à l'extérieur de la feuille laser pour des raisons qui seront examinées plus en détail dans la section 3.4.5 de ce chapitre. La détection des bords du film peut être effectuée à priori grâce à plusieurs méthodes : utiliser un niveau de gris comme seuil, trouver la pente la plus forte ou le zéro du Laplacien. Toutefois, ces deux dernières méthodes semblent difficiles à envisager dans le cas présent. La figure 3.29 montre une évolution typique du signal dans une coupe transversale du film. À l'emplacement des bords du film, le niveau du signal varie mais la pente ne change pas vraiment. La possibilité d'un seuil de niveau de gris a donc été étudiée plus attentivement. Le niveau du signal passe par un maximum indiqué I_{max} approximativement à mi-distance dans la hauteur du film. Plus l'épaisseur du film est importante, plus ce maximum augmente, mais les profils de fluorescence conservent une forme similaire. Comme l'illustre la figure 3.29, il existe une similitude entre les profils en coupe transversale lorsque le niveau de signal I divisé par I_{max} est reporté sur la distance réduite $\xi = y/\delta - 1/2$, où y est la distance à la paroi solide. Cette similitude indique qu'un seuil relatif de niveau de gris, noté I_{thres} , peut être utilisé pour trouver la position de la sur-

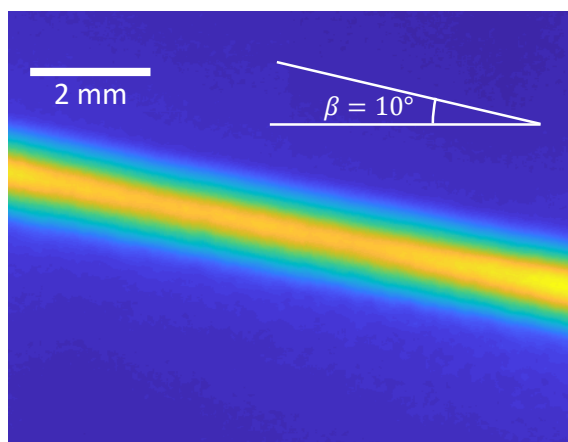


FIGURE 3.28 – Image du flux lumineux détecté sur la bande spectrale 2 (Sr640) obtenue sur un écoulement de film plat isotherme pour un film d'épaisseur $\delta = 0.68$ mm. Les interfaces du liquides sont floues et donc difficiles à localiser.

face libre et de la paroi solide :

$$I_{thres} = B \cdot I_{max} \quad (3.22)$$

En présence de vagues, les pixels retenus comme étant à l'intérieur du film sont déterminés suivant le critère $I > I_{thres}$ en prenant pour I_{max} une valeur différente pour chacune des sections transversales du film (I_{max} variant avec l'épaisseur). Pour évaluer la valeur du coefficient B, des tests préliminaires ont été effectués sur des films liquides plats et perturbés à l'aide de la sonde CCI afin de connaître avec précision l'épaisseur du film. Ces tests montrent qu'un bon accord sur l'épaisseur du film peut être obtenu pour une valeur B égale à 0.67 ± 0.02 . Sur la figure 3.30, l'épaisseur de la région déduite en considérant $I > I_{thres}$ et $B = 0.67$, est représentée en fonction de l'épaisseur mesurée par la sonde CCI. Il est facile de vérifier que le tracé est une ligne droite de pente 1. En pratique, les images de la fluorescence dans la bande de détection [$\lambda > 640$ nm], sont utilisées pour détecter la position des bords du film, puisque cette bande de détection est indépendante de la température. Ensuite, le même masque est appliqué aux images de l'autre bande de détection préalablement repositionnées au pixel le plus proche pour la correspondance des images.

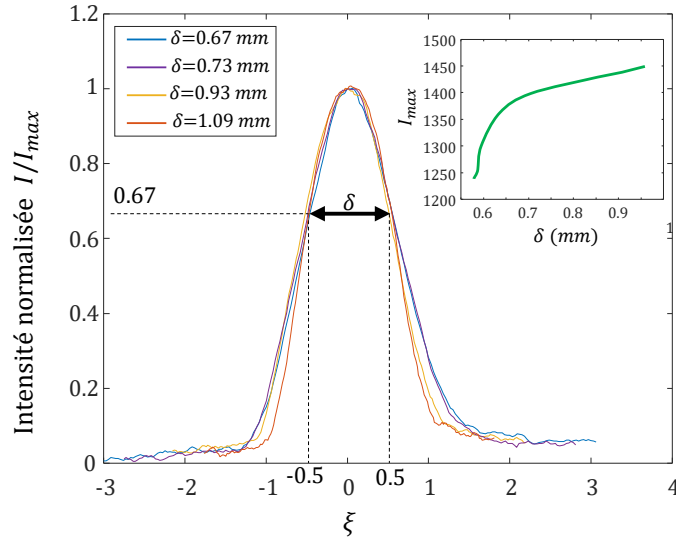


FIGURE 3.29 – Influence de l'épaisseur du film sur la distribution du signal de fluorescence. Dans l'insert en haut à droite, le maximum du signal d'intensité I_{max} au niveau du centre du film augmente avec l'épaisseur. Les profils normalisés I/I_{max} de l'intensité de fluorescence dans la section pour différentes épaisseurs ont un profil relativement similaire, lorsqu'ils sont tracés en fonction du paramètre réduit ξ . Les valeurs négatives de ξ correspondent à la surface libre du film. Données obtenues sur des films plats de différentes épaisseurs.

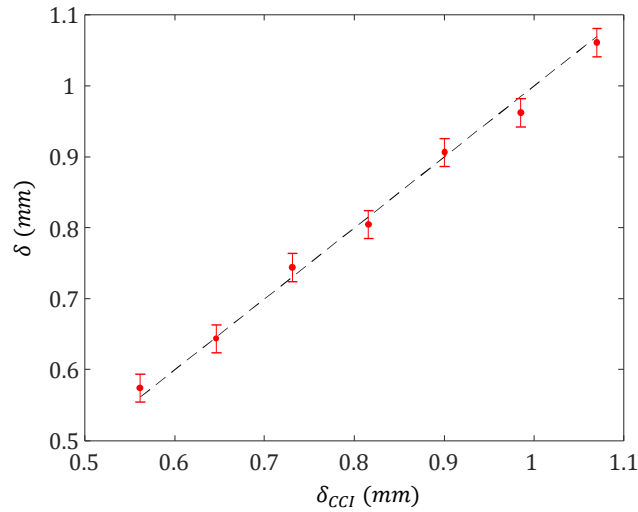


FIGURE 3.30 – Validation de l'approche par seuil relatif pour détecter les interfaces du film liquide dans les images de la bande de détection $[\lambda > 640]$ nm. Le seuil $B = 0.67$ introduit à l'Eq.(3.22) est utilisé pour déterminer les interfaces du film et donc son épaisseur, qui est tracée ici en fonction de l'épaisseur mesurée par la sonde CCI. Les barres d'erreur verticales correspondent à ± 1 pixel.

d) Conversion en température

Après avoir repositionné les images des deux caméras pour permettre une bonne correspondance des pixels entre eux, les images sont d'abord soustraites du bruit de fond obtenu dans l'obscurité, lorsque le laser est éteint. Ensuite, le rapport des images des deux caméras est calculé pour les pixels situés à l'intérieur des limites du film en appliquant le niveau de seuil de l'Eq.(3.22). Un point de référence (T_{ref} , R_{ref}) est nécessaire pour convertir le rapport de fluorescence en une température. Pour l'obtenir, le rapport de fluorescence est mesuré en l'absence de chauffage électrique de la feuille de titane. La température est finalement dérivée de l'expression suivante :

$$T = T_{ref} + \frac{1}{s} \cdot \ln \left(\frac{R}{R_{ref}} \right) \quad (3.23)$$

où T_{ref} et R_{ref} sont respectivement la température de référence et le rapport de référence mesurés en l'absence de chauffage. Le paramètre s indique la sensibilité à la température du rapport de fluorescence, qui est d'environ 2,7%/°C d'après la figure 3.24.

e) Reconstruction du motif complet d'une vague

Le champ de vision des caméras est d'environ 8 mm de large dans le sens de l'écoulement avec le système optique actuel, ce qui est petit comparé à la longueur d'onde des vagues, de l'ordre de 10 cm. Des images prises à différents moments doivent donc être placées côte à côte pour reconstruire le champ de température complet dans une vague. Malheureusement, la fréquence de répétition des impulsions laser et la fréquence d'acquisition des caméras sont toutes deux limitées à quelques Hz, ce qui n'est pas suffisant pour générer suffisamment d'images lors du passage d'une seule vague. Il est donc nécessaire d'effectuer la reconstruction avec des images provenant de plusieurs vagues successives, ce qui n'est pas un problème majeur compte tenu de la périodicité des vagues produites dans les expériences. En pratique, la fréquence de répétition des impulsions laser f_1 peut être contrôlée à l'aide du trigger d'entrée de la lampe flash du laser. La valeur peut être imposée avec une légère différence par rapport à la fréquence des vagues f_2 . Ainsi, chaque fois qu'une nouvelle vague passe devant les caméras, le temps entre la vague et l'impulsion laser change d'un petit incrément $\Delta t = |1/f_2 - 1/f_1|$ (figure 3.31). Une différence de fréquence de l'ordre de 0.1 Hz permet d'obtenir quelques dizaines d'images avant de revenir au déphasage initial, lorsque le déphasage a atteint 2π . En principe, la différence de fréquence Δf peut être ajustée pour avoir un chevauchement spatial très limité (ou même aucun chevauchement) entre les images. Ce type d'optimisation n'a pas été réalisé dans les expériences actuelles. Au lieu de cela, les images de la série sont légèrement redondantes et présentent un chevauchement spatial important.

Un des problèmes rencontré lors de la présente étude est que les impulsions laser et la génération de vagues ne peuvent pas être synchronisées avec une horloge commune, ce qui rend impossible de déterminer Δf avec une précision suffisante pour

une reconstruction à priori. La solution choisie s'appuie sur la valeur de l'épaisseur du film, qui change d'une image à l'autre, puisqu'une région différente dans la vague est observée. L'épaisseur moyenne du film $\bar{\delta}_N$ dans l'image N d'une série est calculée après avoir trouvé la position de la surface libre et de la paroi (étape c). Comme le montre la figure 3.32a, l'évolution dans le temps de l'épaisseur moyenne $\bar{\delta}$ (définie par $\bar{\delta}(t_N) = \bar{\delta}_N$, où t_N est le temps associé à l'image N) est tout d'abord tracée. Dans une seconde étape, la fonction d'auto-corrélation $E = \bar{\delta} * \bar{\delta}$ est utilisée pour déduire la valeur de Δf à partir de la position temporelle t_{1p} du premier pic de la fonction d'auto-corrélation ($\Delta f = 1/t_{1p}$), ce qui permet de déterminer plus précisément le décalage temporel Δt (figure 3.32b).

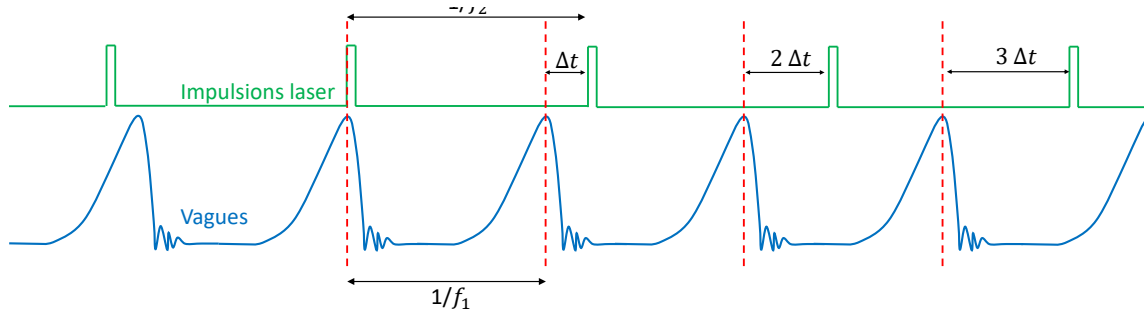


FIGURE 3.31 – Diagramme temporel montrant la différence de fréquence entre la génération des vagues et les impulsions laser, ce qui permet d'obtenir un décalage temporel qui varie vague à vague par un incrément de $\Delta t = |1/f_2 - 1/f_1|$. Ce décalage est utilisé pour scanner l'intérieur des vagues et effectuer une reconstruction du champ de température.

Pour positionner les images dans la série et reconstituer le champ de température dans la vague, le déplacement spatial Δx et le déphasage $\Delta \varphi$ entre deux images consécutives sont déterminés suivant les expressions :

$$\Delta x = c \cdot \Delta t \quad (3.24)$$

$$\Delta \varphi = \frac{\Delta x}{\lambda} \quad (3.25)$$

où c est la vitesse de phase de la vague, qui peut être obtenue, tout comme la longueur d'onde λ , à partir de l'observation des ondulations du film liquide. La figure 3.32c montre l'évolution de l'épaisseur moyenne des images une fois qu'elles ont toutes été mises en phase en utilisant l'Eq.(3.25). Les images doivent également être décalées verticalement pour reconstruire le champ de température. Cette opération est nécessaire pour aligner les images sur la même ligne correspondant à la surface de la paroi, étant donné que le film est incliné d'un angle β par rapport à l'horizontale dans les images (figure 3.33).

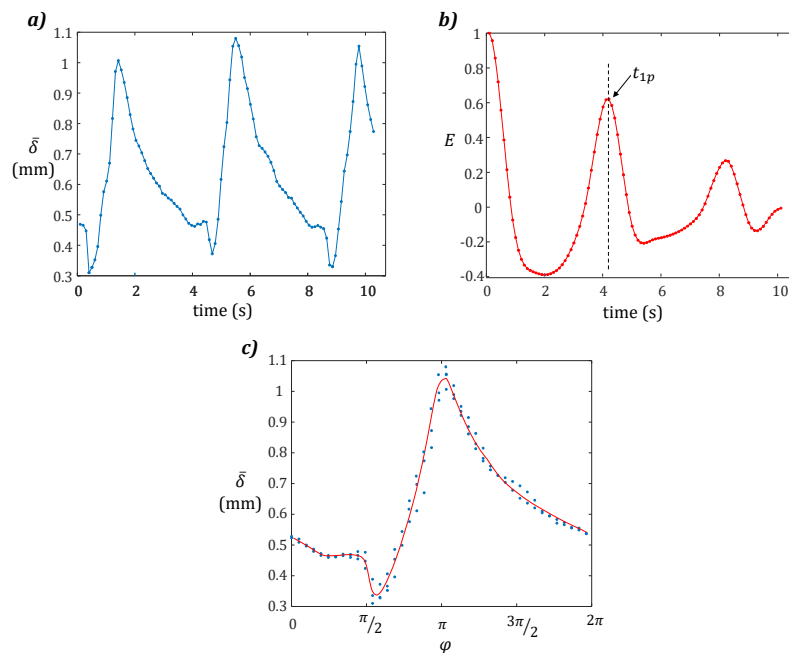


FIGURE 3.32 – Calcul de la différence de fréquence Δf . a) Épaisseur moyenne du film dans l'image $\bar{\delta}$ en fonction du temps de l'acquisition des images dans la série. b) Auto-corrélation de l'épaisseur de film ($E = \bar{\delta} * \bar{\delta}$) et obtention de la position du premier maximum t_{1p} . c) Évolution de $\bar{\delta}$ dans la période de vague après avoir déterminé la phase à partir de l'Eq.(3.25). Données obtenues pour un film ruisse-lant dans les conditions $f = 10$ Hz, $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$, $x = 160$ mm et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

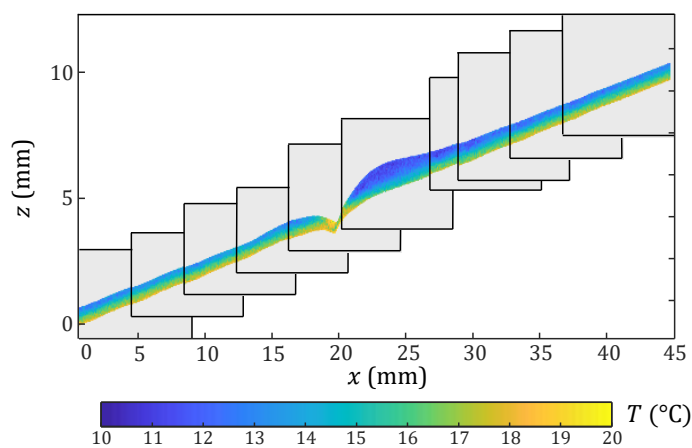


FIGURE 3.33 – Reconstruction du champ de température par juxtaposition de plusieurs images prises à différents instants du passage de la vague. Le décalage horizontal est calculé à partir de l'Eq.(3.24), le décalage vertical est ajusté dans un second temps afin d'aligner les images du film sur une même ligne correspondant à l'in-clinaison β de la paroi. Les données correspondent au cas $f = 10$ Hz, $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$, $x = 160$ mm et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

f) Correction de la distorsion optique liée à la réfraction sur la surface libre du film

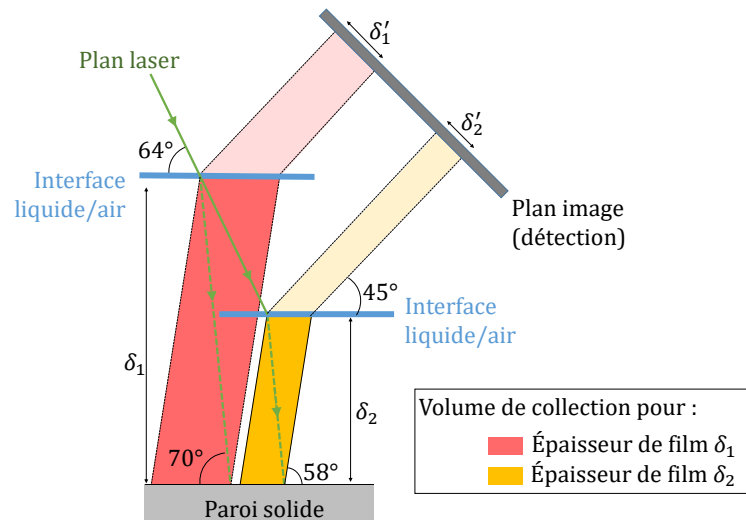


FIGURE 3.34 – Schéma de la transmission du laser et de la fluorescence dans le film liquide. Lorsque l'épaisseur du film varie, l'image du film est déplacée dans le plan de détection et la profondeur du volume de collection optique augmente. Les ondulation de la surface du film sont dans la direction perpendiculaire au plan d'observation.

L'épaisseur du film liquide a également une influence sur la position du film dans les images en raison de la réfraction de la lumière à l'interface liquide/gaz. Ce phénomène est illustré sur la figure 3.34 en ne considérant que les rayons paraxiaux pour la lumière qui atteint le plan image côté détection. Deux films liquides d'épaisseurs différentes sont considérés sur la figure 3.34. La tranche laser (représentée en vert) est déviée par la réfraction à l'interface liquide/air du film. Le changement de direction est le même quel que soit l'épaisseur du film liquide. Cependant, en raison de la différence d'épaisseur, le point d'intersection entre la feuille laser et la paroi solide est déplacé. En traçant les rayons lumineux fluorescents qui atteignent le plan de l'image (sous l'approximation paraxiale), il apparaît que l'image de la section illuminée du film liquide est située à une position dans l'image qui dépend de l'épaisseur du film. Dans cette distorsion optique, l'épaisseur du film est conservée. La hauteur du film dans les images est liée à l'épaisseur réelle du film par un rapport de proportionnalité qui ne dépend que des angles géométriques. Pour corriger la distorsion optique, une rotation d'angle β est appliquée en première étape sur les images (figure 3.35a). L'interface de la paroi serait horizontale après cette rotation s'il n'y avait pas d'effet de distorsion optique. Ensuite, chaque section verticale du film dans les images est déplacée verticalement (sans changer son épaisseur) afin de positionner son point inférieur (qui correspond à la paroi) sur la même ligne horizontale pour toutes les sections. Un exemple de cette transformation est présenté à la figure 3.35b.

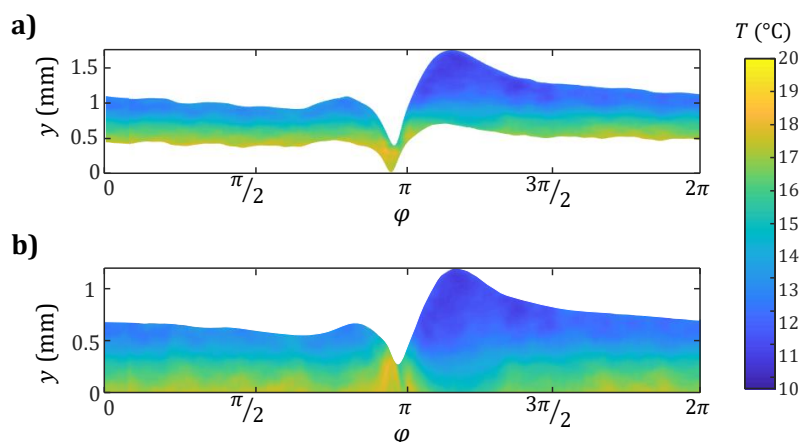


FIGURE 3.35 – Dernière étape de la reconstruction du champ de température à l’intérieur du film. a) Champ de température reconstruit et tourné à l’horizontale. b) Correction des distorsions optiques dues à la réfraction de la lumière à la surface libre. Les conditions expérimentales sont les mêmes que pour la figure 3.33.

3.4.4 Validation sur le cas d’un film liquide isotherme

La méthode de mesure PLIF a été testée en premier lieu sur plusieurs films non-chauffés. L’exemple présenté sur la figure 3.36 correspond au cas d’un film liquide dans les conditions suivantes : $f = 10$ Hz, $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $x = 160$ mm. Les variations de température dans le film sont globalement assez faibles, de l’ordre de 1°C (figure 3.36a). Cependant, il apparaît que le rapport de fluorescence, et donc la température obtenue après conversion, varie légèrement avec l’épaisseur locale du film. La température représentée dans la figure 3.36a tend à être environ 1°C plus élevée dans les régions où le film est le plus épais.

Pour confirmer cette observation, le rapport de fluorescence moyen dans différentes sections droites d’une dizaine de films isothermes parcourus par des vagues ($3 < f < 10$ Hz et $200 \leq Re \leq 300$) a été tracé en fonction de l’épaisseur locale du film sur la figure 3.37. Les données comprennent différentes formes et amplitudes de vagues et incluent plusieurs positions le long de l’écoulement ($100 < x < 240$ mm). Comme le montre la figure, une variation de l’épaisseur de $500 \mu\text{m}$ à 1 mm résulte en une augmentation du rapport de fluorescence R moyen d’environ 3%, ce qui correspond à un biais de mesure d’ 1°C . L’augmentation du rapport étant plutôt linéaire avec l’épaisseur du film, une correction de l’effet de l’épaisseur du film liquide peut être proposée à partir de ces résultats. Elle consiste en une division du rapport de fluorescence R par un rapport de référence, obtenu à partir d’une régression linéaire des données de la figure 3.37 (courbe en rouge).

En pratique, la position des interfaces est d’abord déterminée à partir de la méthode décrite dans la section 3.4.3.c. Connaissant l’épaisseur du film dans une section droite donnée, les rapports de fluorescence de tous les pixels de cette section droite sont alors divisés par le rapport de référence obtenu par la régression linéaire obtenue sur la figure 3.37. Finalement, une température corrigée est calculée à partir de la calibration

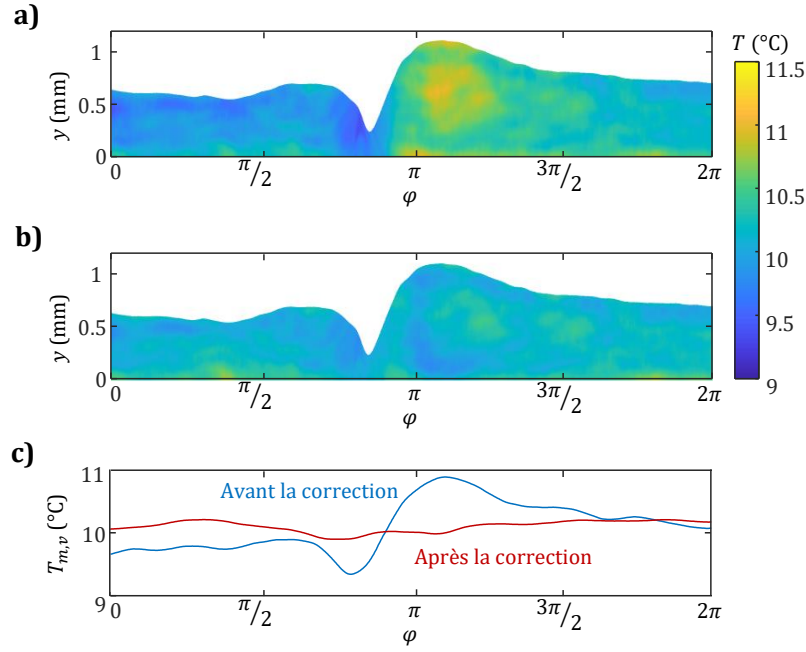


FIGURE 3.36 – Température mesurée dans un film ruisselant non-chauffé. a) et b) Champs de température sans et avec correction de l'effet de l'épaisseur du film. c) Température moyenne dans la section droite. Les données correspondent au cas $f = 10$ Hz, $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$, $x = 160$ mm.

de température présentée sur la figure 3.24. La figure 3.36b montre le champ de température corrigé dans le même film que celui présenté sur la figure 3.36a. En complément, la figure 3.36c compare les évolutions spatiales des températures moyennes dans l'épaisseur du film $T_{m,v}$ avant et après la correction. Le champ de température corrigé est très homogène comme attendu pour un film non-chauffé. La température légèrement plus élevée à proximité de la paroi dans la figure 3.36b peut être expliquée par les conditions de ces expériences qui ne sont pas parfaitement isothermes. En effet, la température de la pièce était de 18°C tandis que la température initiale du liquide était de 10°C . Néanmoins, il est raisonnable d'admettre que la méthode de correction élimine efficacement une partie des biais de mesure associés à la variation de l'épaisseur du film. La correction a donc été appliquée aux mesures de films chauffés. En particulier, les résultats présentés sur les figures 3.33 et 3.35 avaient déjà été corrigés. Des propositions pour expliquer l'influence de l'épaisseur du film sur les mesures de champ de température seront proposées dans la section 3.4.5.

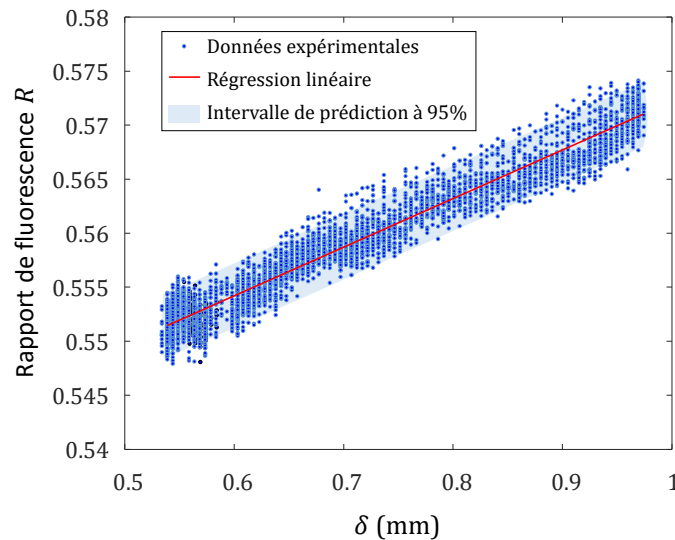


FIGURE 3.37 – Évolution du rapport de fluorescence R en fonction de l'épaisseur du film liquide. Ces mesures ont été effectuées dans des conditions isothermes pour une dizaine de films perturbés par des fréquences s'étendant entre 3 et 10 Hz et $200 \leq Re \leq 300$. L'épaisseur de l'intervalle de prédiction à 95% est d'1% de la valeur du rapport de fluorescence, ce qui correspond une imprécision d'environ 0.4°C .

3.4.5 Incertitudes et biais de mesure

Dans cette partie, les biais et incertitudes de mesure pour la technique 2cLIF sont discutés. Ces incertitudes sont liées au rapport signal/bruit des caméras et à la fluorescence hors champ générée à l'extérieur de la feuille d'excitation laser.

Estimation de l'erreur générée par le rapport signal sur bruit

Le bruit de mesure présent sur les images acquises est responsable d'incertitudes sur la température qui en est déduite. Ce bruit de mesure a été caractérisé auparavant avec un grand soin pour les caméras CCD 12 bits qui ont été utilisées dans cette étude [15]. La RMS du bruit de lecture augmente légèrement avec le niveau de gris des pixels. Il varie approximativement de 10 à 40 lorsque le niveau de gris augmente d'une valeur de 300 (niveau du bruit de fond) à 4096 (niveau maximum pour 12 bits). Dans le même temps, le courant d'obscurité est limité à environ 2 niveaux. La méthode d'évaluation des incertitudes de mesure sur la température a été décrite par Chaze et al. [14]. Pour un pixel donné, deux séries de 100 000 nombres sont créées aléatoirement en suivant une distribution normale et en respectant les critères suivants :

1. Les valeurs moyennes des séries sont respectivement I_1 et I_2 , les niveaux de signal mesurés par les caméras pour le pixel considéré.
2. La RMS des séries est égale à la RMS du niveau de bruit des caméras.

Pour chaque couple de nombres issus des deux séries, le rapport de fluorescence et la

température sont évalués. La RMS des températures calculées, notée σ_T est finalement déterminée. Le binning de pixels, qui permet de combiner les charges électriques de pixels adjacents pour réduire le bruit, est aussi pris en compte. Le binning de N pixels crée un "super pixel" avec un bruit de lecture divisé par N , tandis que le courant d'obscurité est réduit de $\sqrt{N}$. La figure 3.38b montre une image type de σ_T obtenue dans le cas d'un film liquide perturbé et chauffé. Sa valeur est bien en dessous de 1°C avec un maximum autour de 0.7°C proche de la surface libre et sous le creux séparant la vague principale et la vague capillaire, qui correspond à la région où le film est le plus mince et où le niveau de signal est le plus faible.

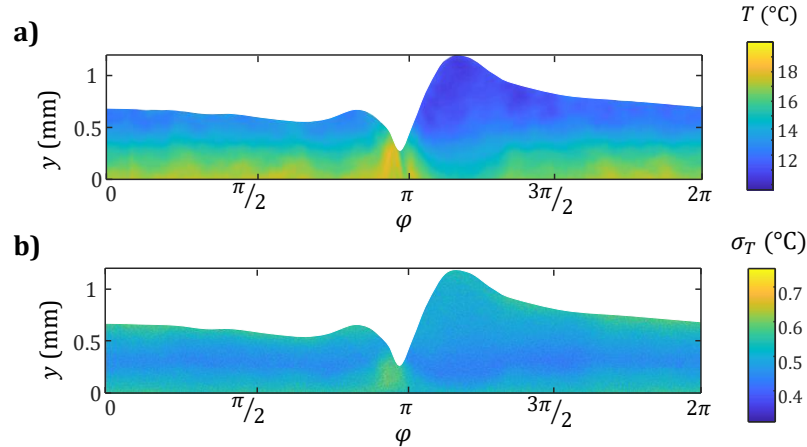


FIGURE 3.38 – Température mesurée dans un film ruisselant non-chauffé. a) et b) Champs de température sans et avec correction de l'effet de l'épaisseur du film. Les données correspondent au cas $f = 10$ Hz, $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$, $x = 160$ mm et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

Effet de la fluorescence induite en dehors du plan laser

Comme mentionné plus haut, l'épaisseur du film a plusieurs effets sur les mesures (interfaces du film floutées, modification du rapport de fluorescence). Ces effets suggèrent que l'origine de l'émission fluorescente mesurée n'est pas limitée au seul plan laser. Sur la figure 3.34, le tracé de quelques rayons illustre le fait que la fluorescence est collectée dans un volume dont la profondeur augmente avec l'épaisseur du film. Si de la fluorescence est émise en dehors du plan laser mais parvient dans ce volume de collection, cette contribution hors-champ s'ajoute alors au signal de fluorescence sur les images et peut causer des biais sur la mesure de température. Voici une brève discussion sur les sources possibles d'une fluorescence hors champ et leurs effets possibles sur la mesure :

Réflexion du faisceau laser sur la surface solide. La réflexion du laser à la surface solide peut être diffusée dans une seule direction (réflexion spéculaire) ou dans plusieurs directions (réflexion diffuse). La lumière du laser réfléchi peut à son tour induire de la fluorescence. Afin de réduire l'effet de la réflexion du laser à la paroi, plusieurs angles

d'inclinaison de la nappe laser ont été testés, mais il en est ressorti qu'une amélioration significative des images est seulement obtenue en déposant une fine couche de peinture noire, de quelques dizaines de microns d'épaisseur, à la surface de la paroi. Cette couche de peinture réduit les émissions de fluorescence parasites dans l'avant et l'arrière plan des images et améliore grandement l'uniformité du signal, comme présenté sur la figure 3.39. Il est important de noter que tous les résultats présentés précédemment ont été obtenus avec la présence de la couche de peinture. Cependant, malgré l'amélioration apportée par la peinture, la fluorescence en provenance de l'extérieur de la nappe laser n'est pas totalement supprimée, comme cela peut être constaté sur la figure 3.28.

Une excitation de la fluorescence en dehors de la nappe laser peut être un problème si des aberrations chromatiques affectent l'objectif des caméras, conduisant à une variation du rapport de fluorescence. Dans le cas présent, une telle aberration chromatique est supposée très limitée, puisque la profondeur du volume de collection de la fluorescence est du même ordre que l'épaisseur du film liquide (figure 3.34).

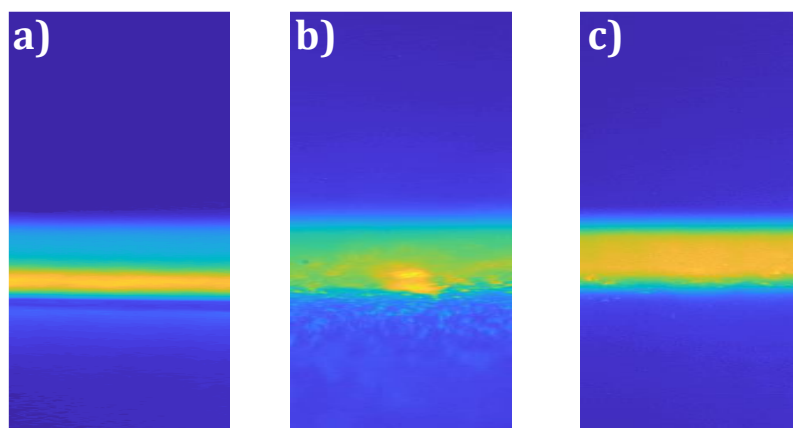


FIGURE 3.39 – Le dépôt d'une couche de peinture change la distribution du signal de fluorescence dans les images. S'il n'y a pas de peinture (a), une bande très intense est observée à la surface de la paroi. Le dépôt d'une couche de peinture couvrant partiellement la surface (b) permet de supprimer la plupart des régions intenses mais quelques points subsistent. Une fluorescence plus homogène est obtenue à l'aide d'une couche uniforme de peinture (c). Cas d'un film plat d'épaisseur environ 2 mm.

Fluorescence secondaire. L'émission de la fluorescence induite par le faisceau de la nappe laser (fluorescence primaire) est isotrope. Seule une petite part des photons émis parviennent directement au système de détection. Les autres photons peuvent soit sortir du film liquide sans être détectés soit être absorbés par les molécules fluorescentes si ces photons ont une longueur d'onde située dans la bande spectrale d'absorption d'un des colorants. Les rendements quantiques de fluorescence de FL et SRh640 étant proches de 1 [14], il y a une grande probabilité que l'absorption d'un photon par une molécule de colorant conduise à l'émission d'un photon secondaire. La fluorescence secondaire qui en résulte est répartie sur une distance plus ou moins grande à

partir de la nappe laser. Pour évaluer cette distance, une longueur d'absorption peut être calculée à partir de la loi de Beer-Lambert. Les spectres d'émission et d'absorption de FL et SRh640 ont été présentés plus haut sur la figure 3.23. SRh640 possède un spectre d'absorption qui se superpose complètement avec le spectre d'émission de FL et qui recouvre une grande partie de sa propre émission. Pour SRh640, le pic d'absorption molaire correspond à $\epsilon = 1.89 \cdot 10^5 \text{ M}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$ à 587 nm. Dans le cas de FL à $T = 20^\circ\text{C}$ et $\text{pH} = 6$, le pic d'absorption se situe autour de 480 nm avec un coefficient d'absorption molaire de $\epsilon = 3.18 \cdot 10^4 \text{ M}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$. Ainsi, FL a un coefficient d'absorption molaire plus faible que celui de SRh640, mais sa concentration est bien plus élevée ($c_{\text{FL}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ M}$ contre $c_{\text{SRh640}} = 0.7 \cdot 10^{-6} \text{ M}$), ce qui augmente l'absorption par FL en comparaison avec SRh640. La longueur d'absorption L_{abs} (définie comme la distance pour laquelle l'intensité lumineuse a été réduite de 50%) peut être comparée aux longueurs d'onde des pics d'absorption des colorants : $L_{\text{abs}} = 5 \text{ cm}$ pour la fluorescence à 587 nm et $L_{\text{abs}} = 1.5 \text{ mm}$ à 480 nm. Proche de la nappe laser, la réabsorption par FL est la plus importante mais concerne principalement l'absorption de l'émission de FL dans les longueurs d'onde correspondant au bleu. La fluorescence primaire émise au dessus de 540 nm (plus basse longueur d'onde mesurée) est absorbée seulement par SRh640 sur une distribution spatiale très large autour de la nappe laser. En addition de cette différence de distribution spatiale de l'absorption, la fluorescence secondaire émise par SRh640 est décalée vers le rouge (plus hautes longueurs d'onde) par rapport à l'émission secondaire de FL. Ainsi, en fonction de l'épaisseur du film liquide et donc de la profondeur du volume de collection, la contribution de la fluorescence secondaire de FL et de SRh640 devient plus ou moins importante dans le signal de fluorescence total détecté. Cela pourrait expliquer la légère variation du rapport de fluorescence avec l'épaisseur du film liquide observée dans les expériences.

Résolution spatiale des gradients thermiques. La fluorescence provenant de l'extérieur de la nappe laser peut diminuer la résolution des gradients de température dans les images. Afin d'évaluer ces biais de mesure, le champ de température a été caractérisé à l'intérieur de films plats liquides non-perturbés. La distribution du champ de température dans ces conditions peut être obtenue à partir du modèle de film plat de Nusselt énoncé au premier chapitre et décrit par l'équation aux dérivées partielles 1.22, dont une solution est représentée, pour des variables adimensionnées, sur la figure 1.4. La figure 3.40 montre une comparaison du modèle théorique avec les mesures de température effectuées à l'aide de la technique PLIF. Les profils de température expérimentaux sont extraits de deux films plats obtenus à deux nombres de Reynolds Re différents mesurés à deux positions x différentes le long de l'écoulement. Les déviations entre les données théoriques et expérimentales ne dépassent généralement pas 1°C . Les gradients thermiques dans l'épaisseur du film semblent être bien capturés par la technique de mesure, en dépit de la présence de fluorescence parasite provenant de l'extérieur de la nappe laser. La seule différence notable peut être relevée pour le film dans le cas $Re = 200$ à la position $x = 180 \text{ mm}$. La température expérimentale est ici 2°C en dessous du modèle théorique à proximité de la paroi. Cette déviation peut être attribuée à des perturbations dans le film liquide, qui devient naturellement instable lorsque la distance x augmente. Le résultat de ces perturbations est une diminution

locale de la température de paroi, et donc une réduction des gradients de température. Plus généralement, toute perturbation du film liquide est susceptible d'augmenter les transferts de chaleur en accélérant le mélange entre les couches chaudes et froides du liquide.

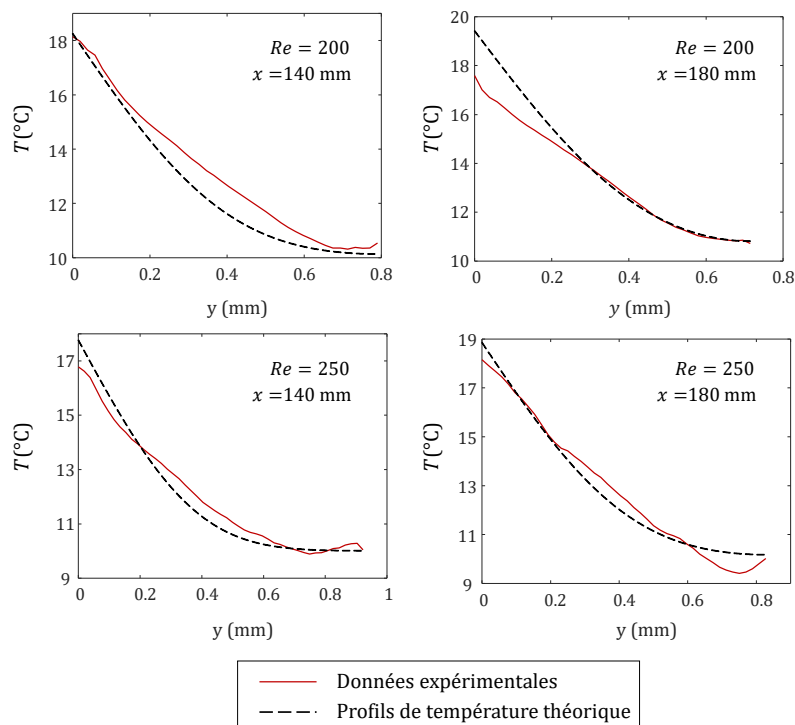


FIGURE 3.40 – Comparaison entre les profils théoriques et expérimentaux de température dans le cas de deux films liquides plats non-perturbés, $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

3.4.6 Illustration par un résultat expérimental

Grâce à la technique de mesure d'imagerie LIF développée, il a été possible de mesurer des champs de température à l'intérieur des films ruisselants au passage d'instabilités de surface, des vagues 2D, au cours de leur écoulement sur une paroi plane inclinée et chauffée. Cette mesure permet d'obtenir des informations inédites du champ de température au sein des films, qui permettent de mieux expliquer les phénomènes de transferts mis en jeu et à terme de pouvoir utiliser ces résultats pour leur modélisation. La figure 3.41 présente un exemple de champ de température obtenu par cette technique dans le cas d'un film d'eau s'écoulant sur une paroi inclinée pour $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $f = 10 \text{ Hz}$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$. Dans ce cas, il apparaît que la vague s'amplifie et se déforme au cours de son écoulement sur la paroi. De plus, le champ de température semble être perturbé par la présence de la vague comme en atteste les zones chaudes sous les creux, ce qui montre que, dans ce cas, le transfert de

chaleur dans le fluide n'est pas dominé par la diffusion mais que le transport advectif de masse de fluide joue un rôle dominant sur l'intensification des transferts.

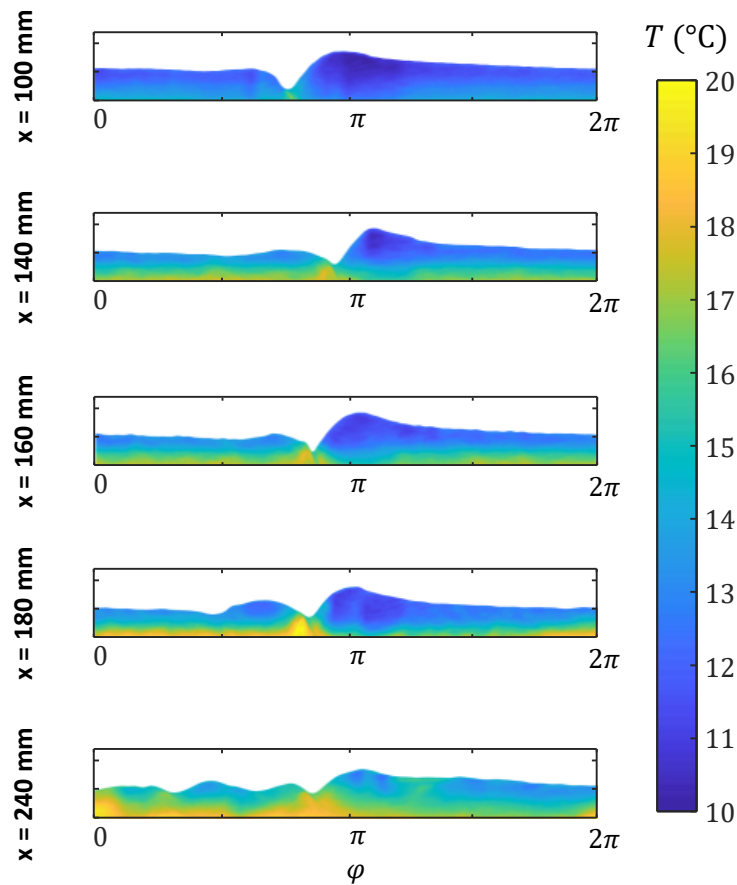


FIGURE 3.41 – Illustration de l'évolution du champ de température à l'intérieur d'un film ruisselant lorsqu'il s'écoule sur une paroi chauffée. Les données correspondent au cas $f = 10$ Hz, $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$

3.5 Validation du dispositif expérimental global et des techniques de mesure

La dernière étape de la validation du dispositif expérimental et des techniques de mesure (LIF ponctuelle et PLIF) développés consiste à vérifier les résultats obtenus sur un cas connu. Pour cela, des mesures ont été effectuées afin de comparer leurs résultats à la théorie du film plat de Nusselt.

3.5.1 Vérification de l'élévation de température moyenne mesurée

A partir du modèle du film plat de Nusselt, il est possible d'estimer l'élévation de température moyenne volumique $T_{m,v}$ (la seule mesure atteignable par les techniques LIF) en fonction de la longueur d'écoulement x . Pour cela, des mesures d'élévation de température ont été effectuées sur le dispositif expérimental. Puisque la paroi est chauffée par un flux de chaleur q_w imposé, cela signifie que pour un débit volumique de liquide Γ (équivalent au nombre de Reynolds Re) et une inclinaison β fixés, la température moyenne dans le temps du film ne dépend que de la distance à l'injection x . La présence ou non des vagues n'a aucune influence sur la température du film lorsqu'il est décrit en moyenne dans le temps, en régime quasi-stationnaire. La figure 3.42 présente des mesures d'élévation de température mesurées par LIF ponctuelle et PLIF en fonction de la distance x et de la fréquence de perturbation du film f pour un nombre de Reynolds $Re = 200$, une inclinaison $\beta = 10^\circ$ et une densité de flux de chaleur pariétale $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$. Cette figure montre un bon accord entre les mesures de température et la théorie du film plat de Nusselt. De plus, les résultats montrent que la fréquence de perturbation n'a pas d'effet notable sur la température $T_{m,v}$ mesurée, comme attendu. Ces mesures montrent que le dispositif expérimental ainsi que les techniques de mesures développées sont fiables et cohérentes entre elles pour décrire les transferts de chaleur entre le film et la paroi chauffée dans un régime quasi-stationnaire.

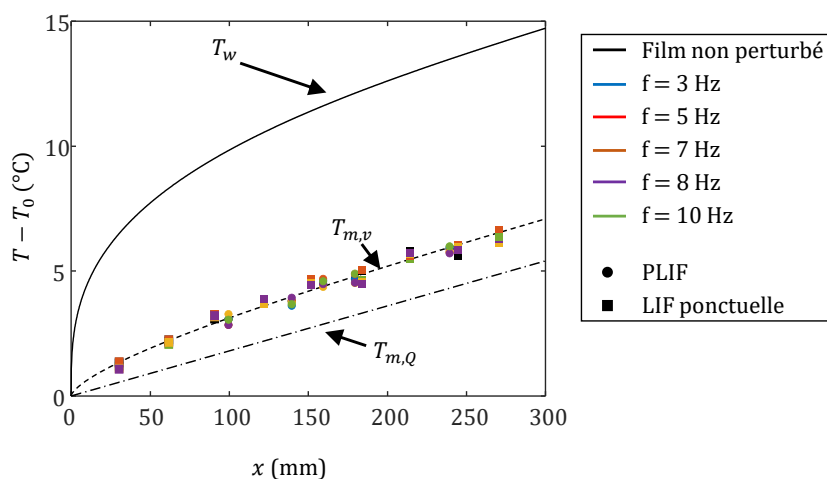


FIGURE 3.42 – Validation des mesures d'échauffement de film par LIF ponctuelle et PLIF sur des films chauffés pour différentes fréquences de perturbation f , pour $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$

3.5.2 Validation du profil de température des images PLIF par la sonde de température LIF

La technique de mesure 2c2d-LIF ponctuelle a été utilisée pour un grand nombre d'applications au cours des dernières années [55, 88]. Le recul acquis sur cette technique, appuyé par l'ensemble des validations présentées plus haut, permet de considérer avec confiance que la température mesurée par la sonde ponctuelle est valide avec une grande précision. Pour cette raison, la technique LIF ponctuelle peut être utilisée pour valider plus en avant la mesure de champ de température PLIF dans les conditions de film chauffé. Pour cela, les profils d'épaisseur δ et de température moyenne volumique $T_{m,v}$ en fonction de la phase φ obtenus par les deux méthodes sont comparés pour un film chauffé parcouru par des vagues de surface sur la figure 3.43. Les courbes obtenues montrent un bon accord entre les deux techniques.

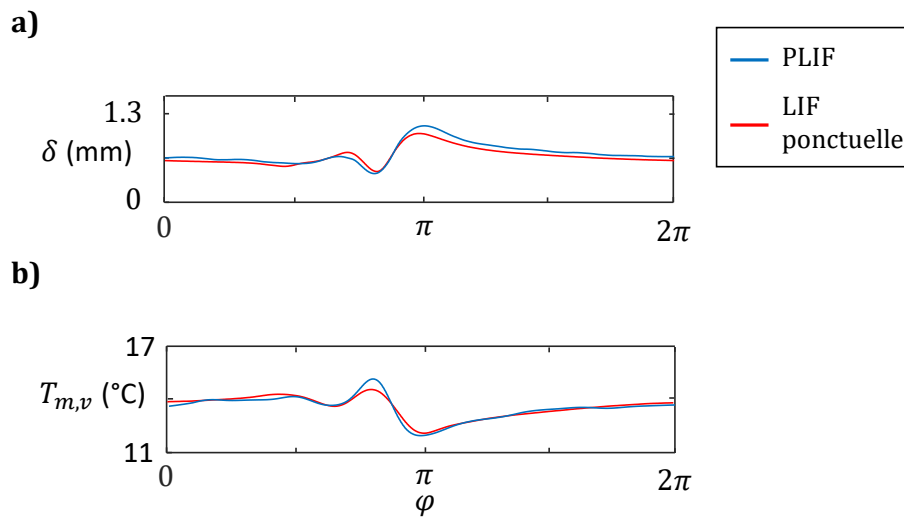


FIGURE 3.43 – Vérification de la concordance des mesures spatio-temporelles d'épaisseur δ et de température moyenne $T_{m,v}$ obtenues par LIF ponctuelle et PLIF, pour $f = 10$, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$, $Re = 200$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, le développement et la mise en place de trois techniques de mesures ont été discutés : la mesure de la température de paroi par des thermocouples, la mesure de l'épaisseur et de la température moyenne locale par LIF et la mesure du champ de température dans le film par PLIF. Ces techniques de mesures ont été confrontées entre elles ainsi qu'au modèle du film plat de Nusselt, ce qui a démontré leur cohérence et permet d'attester de leur validité. Ainsi, elles seront utilisées afin d'analyser les mécanismes de l'intensification des transferts de chaleur entre le film perturbé et la paroi chauffée dont les résultats seront présentés dans le chapitre suivant.

4 Résultats et discussions

Sommaire

3.1 Mesure de la température de paroi par l'utilisation de thermocouples	52
3.1.1 Fixation des thermocouples à la face arrière de la paroi	52
3.1.2 Empreinte thermique du passage des vagues sur la paroi	53
3.1.3 Exemple de mesure de l'évolution de la température de paroi . . .	54
3.2 Mesures de température et d'épaisseur de film par fluorescence induite par laser	55
3.2.1 Principe de la fluorescence	55
3.2.2 Modélisation à deux niveaux de la fluorescence	57
3.2.3 Application de la technique pour la mesure de température . . .	60
3.3 Application de la fluorescence en régime linéaire : mesure ponctuelle résolue dans le temps	63
3.3.1 Choix des colorants fluorescents	63
3.3.2 Dispositif expérimental	64
3.3.3 Mesure de la température moyenne du film	66
3.3.4 Mesures d'épaisseur du film liquide	70
3.3.5 Traitement des signaux de fluorescence, incertitudes et biais de mesure	75
3.3.6 Illustration par un résultat expérimental	77
3.4 Application de la fluorescence en régime saturé : mesure instantanée résolue dans l'espace du champ de température dans le film liquide	78
3.4.1 Dispositif expérimental	78
3.4.2 Choix des colorants et sélection des bandes spectrales de détection	80
3.4.3 Traitement d'images et mesures quantitatives	83
3.4.4 Validation sur le cas d'un film liquide isotherme	93
3.4.5 Incertitudes et biais de mesure	95
3.4.6 Illustration par un résultat expérimental	99
3.5 Validation du dispositif expérimental global et des techniques de mesure	100
3.5.1 Vérification de l'élévation de température moyenne mesurée . . .	101
3.5.2 Validation du profil de température des images PLIF par la sonde de température LIF	102
3.6 Conclusion	102

Ce chapitre a pour objectif de présenter les résultats obtenus à partir des techniques de mesures développées et présentées au chapitre précédent. Ces résultats seront discutés et confrontés au modèle du film plat théorique de Nusselt afin de déterminer quels sont les principaux mécanismes de l'intensification des transferts de chaleur entre la paroi chauffée et le film perturbé. Il est important de noter que les mesures présentées dans ce chapitre ont été réalisées dans des conditions expérimentales qui peuvent drastiquement varier. Plusieurs éléments du dispositif expérimental sont impactés par ces changements de conditions. Par exemple, pour une même puissance de chauffe électrique dissipée dans le film, le liquide circulant dans le circuit en boucle fermée ne se stabilisera pas toujours à la même température dans le réservoir amont. En effet, la régulation de la température dans le montage expérimental se fait à l'aide d'un échangeur de chaleur qui utilise l'eau du réseau de distribution comme source froide, mais la température du réseau varie notamment avec les saisons. Pour cette raison, les mesures de vagues obtenues par les différentes techniques ne coïncident pas toujours parfaitement entre elles sur les conditions d'écoulement imposées. Les légères variations qui peuvent être parfois observées n'impactent cependant pas la cohérence globale de l'étude. Dans cette partie, l'influence des perturbations de la surface du film sur les transferts de chaleur est étudiée pour 5 fréquences de perturbation f entre 3 et 10 Hz, pour deux débits d'écoulement différents caractérisés par les nombres de Reynolds $Re = 200$ et $Re = 250$. Les mesures sont effectuées pour différentes positions x le long de l'écoulement entre 50 et 270 mm, à une inclinaison fixée de $\beta = 10^\circ$ et à un flux de chaleur pariétal $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

4.1 Hydrodynamique et formes des vagues étudiées

Une première étape dans l'étude de l'intensification des transferts entre une paroi chauffée et un film ruisselant perturbé est la caractérisation de l'hydrodynamique du film, en particulier doivent être caractérisées la forme des vagues de surface (amplitude, longueur d'onde) ainsi l'influence de la déformation sur le champ de vitesse à l'intérieur du film.

4.1.1 Amplitude des vagues

La réponse du film liquide aux perturbations varie de façon complexe avec la fréquence des perturbations, avec le débit volumique de liquide et avec certaines conditions extérieures comme la dissipation des perturbations extérieures à l'intérieur du réservoir amont. Les vagues qui se développent à la surface du film prennent alors différentes formes et amplitudes en fonction de ces paramètres. Afin d'étudier l'évolution des vagues lorsqu'elles se propagent à la surface libre du film, l'amplitude normalisée A des vagues sur une période, est définie telle que :

$$A = \frac{\delta_{max} - \delta_{min}}{\delta_m} \quad (4.1)$$

avec δ_{max} , δ_{min} et δ_m , respectivement le maximum, le minimum et la moyenne de l'épaisseur du film évalués sur une période de vague.

La technique LIF ponctuelle permet d'effectuer le calcul de l'amplitude A à de nombreuses positions le long du film. En intégrant dans le temps un grand nombre de motifs successifs, la technique LIF permet de déterminer l'amplitude moyenne A des vagues. La figure 4.1 représente l'ensemble des amplitudes mesurées en fonction de la position x le long de l'écoulement et de la fréquence f des perturbations, pour les deux nombres de Reynolds Re étudiés. La première constatation qui peut être faite est que l'amplification des vagues avec la distance x est très similaire pour les deux débits testés quelle que soit la fréquence. Les évolutions de A en fonction de x sont assez proches, bien que l'amplitude normalisée des vagues soit globalement plus faible pour le plus grand débit volumique de liquide correspondant à $Re = 250$.

Les mesures montrent que la tendance générale est à l'amplification de l'instabilité du film : l'amplitude des vagues augmente avec la distance à l'entrée de l'écoulement. La fréquence de 10 Hz est cependant à distinguer des autres car à cette fréquence, l'amplitude des vagues chute brutalement pour $x > 180$ mm. La raison de ce changement brutal n'est pas évidente. Une analyse plus poussée montre que c'est la hauteur de la vague (δ_{max}) qui diminue tandis que l'épaisseur minimale (δ_{min}) dans le creux du capillaire se maintient, cet effet est visible sur les mesures de champ de température qui seront présentées plus loin sur la figure 4.7. Le profil de cette vague change avec une crête moins marquée et des creux qui se multiplient devant le front de vague principale. Cette transition est sans doute induite par l'échauffement (effet thermocapillaire) car elle n'a pas été observée dans le cas isotherme. De plus, il est observé que pour les fréquences 7 et 8 Hz, dès les premières positions, l'amplitude des vagues est bien plus grande que pour les autres fréquences. Finalement, pour les fréquences $f = 3$ et 5 Hz, l'amplitude des vagues est faible en début d'écoulement et augmente progressivement le long de l'écoulement, mais elle n'arrive pas à atteindre des valeurs très élevées avant la fin du plan incliné.

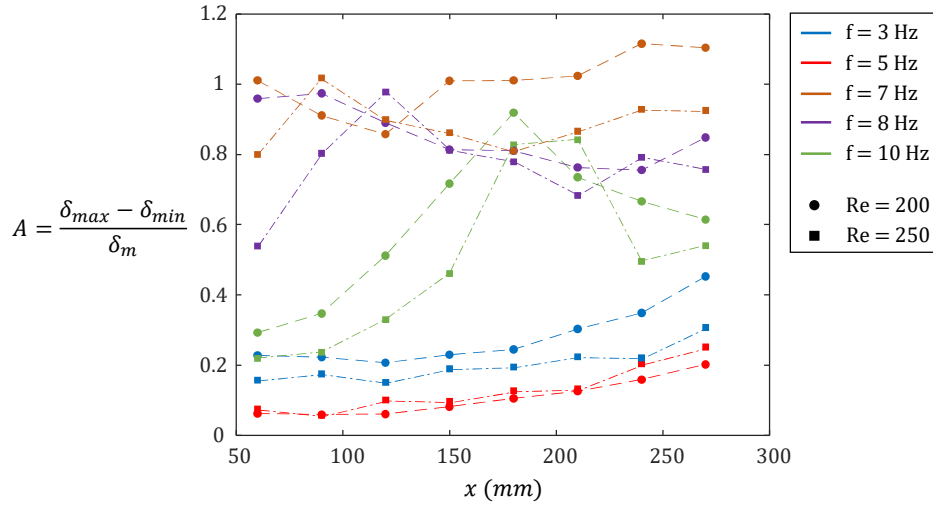


FIGURE 4.1 – Évolution spatiale de l'amplitude normalisée A des vagues à la surface du film ruisselant pour différentes fréquences f et deux nombres de Reynolds Re , avec $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

4.1.2 Champ de vitesse dans les vagues

Le champ de vitesse dans les vagues n'est pas directement caractérisé dans les expériences présentées dans ce manuscrit, bien que certaines techniques offrent des possibilités intéressantes (notamment la PIV ou la PTV) [9, 11, 12]. L'absence de données sur l'écoulement à l'intérieur du film rend évidemment plus délicate la compréhension des mécanismes d'intensification des transferts. Pour autant, en acceptant de se placer dans un cadre théorique simplifié, il est possible de reconstruire le champ de vitesse à partir du profil d'épaisseur des vagues.

Calcul du champ de vitesse à partir du profil d'épaisseur de la vague

Pour étudier l'effet des variations de l'épaisseur du film dans les vagues sur le transfert de chaleur, il est utile de se placer dans le référentiel de la vague, comparable à une onde se déplaçant à la célérité c . Le champ de vitesse à l'intérieur du film a été calculé en couplant le modèle d'hydrodynamique 2D quasi-stationnaire de Kapitza-Shkadov [85] avec les mesures expérimentales LIF (ponctuelles et imageries) donnant accès au profil d'épaisseur δ de la vague. La longueur d'onde de la vague est déduite des mesures couplées LIF ponctuelles et CCI, ce qui permet, de lier la période spatiale (longueur d'onde) avec la période temporelle de l'onde (fréquence de perturbation).

Le champ de vitesse à l'intérieur du film est ainsi décrit par :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} + \frac{\partial \Gamma}{\partial x} = 0 \quad (4.2)$$

$$u = \frac{3\Gamma}{\delta} \left(\frac{y}{\delta} - \frac{1}{2} \frac{y^2}{\delta^2} \right) \quad (4.3)$$

$$v = - \int_0^\delta \frac{\partial u}{\partial x} dy \quad (4.4)$$

où u et v sont respectivement les composantes de vitesse tangentielle et normales à la paroi et Γ est le débit volumique dans la section d'épaisseur δ . Ce modèle suppose que le champ de vitesse soit toujours assimilé à une demi-parabole, dérivé de la solution du film plat de Nusselt. Pour la résolution des équations 4.4, la variation temporelle de δ est obtenue directement des mesures temporelles du signal LIF moyenne. Dans le cas des images PLIF, la reconstruction du champ de température dans l'espace permet également de retrouver cette évolution en phase et donc dans le temps. L'équation de continuité 4.2 est tout d'abord intégrée de manière à déterminer l'évolution spatiale du débit volumique Γ en fonction de x et du débit volumique moyen Γ_0 imposé lors de l'expérience.

$$\Gamma(x) = \int_0^x \frac{\partial \delta}{\partial t} dx + \Gamma_0 \quad (4.5)$$

La célérité c de l'onde peut être évaluée en supposant que celle-ci se déplace à la vitesse de la surface libre du film plat équivalent u_{Nu} , c'est-à-dire de même débit volumique. Ainsi :

$$c = u_{Nu} \quad (4.6)$$

Et donc, l'équation de continuité 4.2 devient :

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} = c \frac{\partial \delta}{\partial x} \quad (4.7)$$

Cette expression permet de calculer très rapidement l'intégrale dans l'équation 4.5. La constante d'intégration Γ_0 est alors ajustée de façon à retrouver le débit volumique d'entrée en moyenne dans la vague. Autrement dit, la valeur moyenne de $\Gamma(x)$ doit être égale au débit Γ imposé à l'entrée du plan incliné. Finalement, les équations 4.3 et 4.4 permettent de déterminer les composantes u et v du champ de vitesse.

Un exemple de champ de vitesse obtenu à partir d'une mesure de profil d'épaisseur δ obtenue par la technique LIF ponctuelle est présenté sur la figure 4.2 pour la configuration avec $f = 10$ Hz, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m². Le champ de vitesse du fluide est représenté dans le repère de l'onde en soustrayant la célérité c à la vitesse u . Comme attendu, la composante v de la vitesse est plus élevée à proximité de l'interface lorsque celle-ci est fortement déformée.

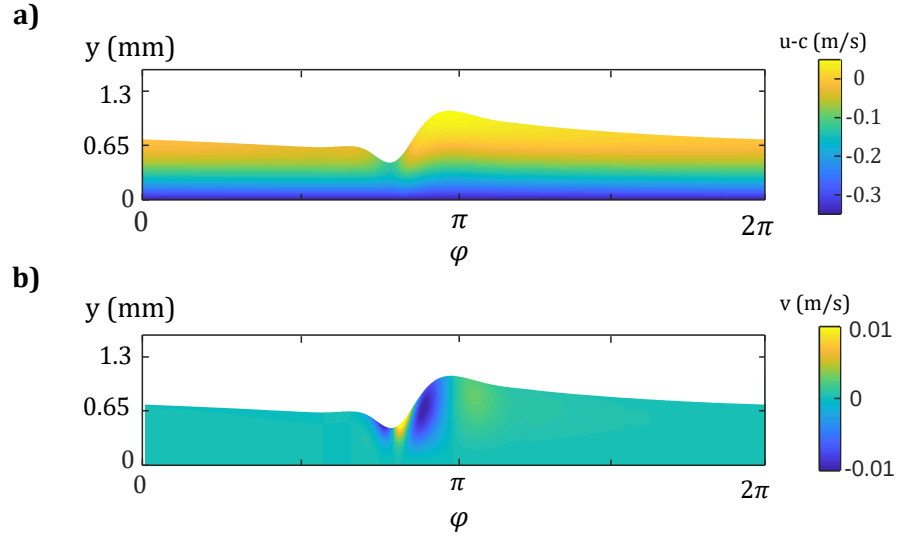


FIGURE 4.2 – Champ de vitesse obtenu à l’aide du modèle de Kapitza-Shkadov à partir des mesures ponctuelles LIF où a) représente la composante u et b) représente la composante v , avec $f = 10$ Hz, $Re = 200$, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

Le calcul du champ de vitesse par le modèle de Kapitza-Shkadov permet ainsi de déterminer la position des lignes de courant à l’intérieur du fluide dans le repère de la vague. La figure 4.3a donne un exemple de lignes de courant issues du champ de vitesse présenté sur la figure 4.2. Le tracé des lignes de courant montre la présence de tourbillons dans la bosse principale de la vague et parfois également dans certains capillaires quand leur hauteur dépasse la hauteur moyenne du film. Un exemple de ce phénomène a lieu lorsque la fréquence de perturbation est fixée à $f = 8$ Hz dans le cas $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m². Il y a alors plusieurs zones de recirculation dans le film (figure 4.3b).

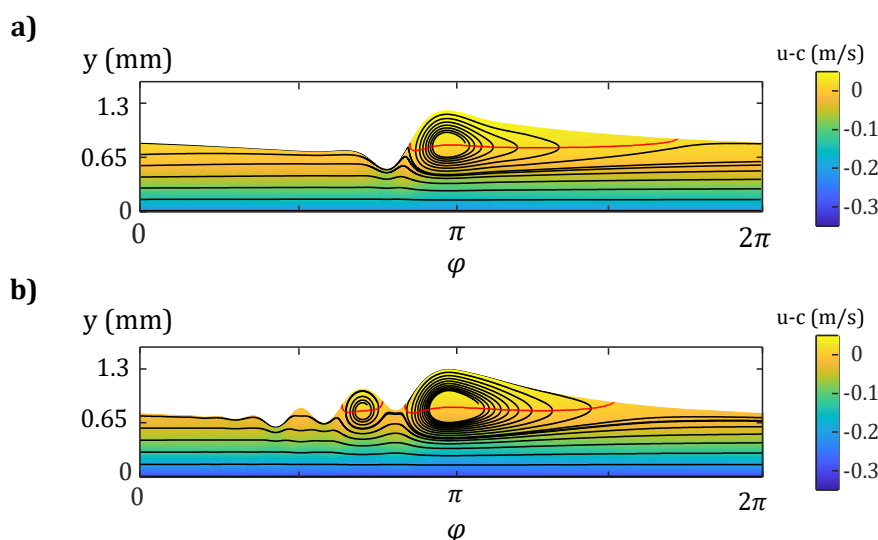


FIGURE 4.3 – Lignes de courant dans le film obtenues avec la composante $u - c$ du champ de vitesse. En rouge est représentée la ligne iso-vitesse $u - c = 0$ qui passe par le centre des tourbillons. a) Cas d'une mesure à $f = 10$ Hz. b) Cas d'une mesure à $f = 8$ Hz, pour $Re = 200$, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

Limites du modèle de Kapitza-Shkadov

Une limitation importante du modèle de Kapitza-Shkadov utilisé pour reconstruire le champ de vitesse dans le fluide est qu'il ne tient pas compte de la déformation progressive de la vague au cours de son déplacement. Le champ de vitesse est obtenu pour une approximation quasi-stationnaire. Cependant, l'amplification des vagues est parfois importante sur une distance d'à peine quelques longueurs d'onde. Une seconde limite est que les effets thermocapillaires ne sont pas directement pris en compte, alors que leur influence sur l'établissement de la vague est importante, comme cela sera montré plus loin. Ces effets sont partiellement pris en compte puisque la forme des vagues mesurée expérimentalement est influencée par les contraintes thermocapillaires, mais l'approximation parabolique du champ de vitesse peut être remise en cause, notamment à proximité de la surface libre. La déformation de la surface libre le long de l'écoulement par des effets tant inertiels que thermo-capillaires est la source d'un mécanisme de mélange convectif du fluide ayant potentiellement une grande influence sur les transferts de chaleur entre le film perturbé et la paroi chauffée. Ce modèle simplifié ne peut prétendre décrire de façon précise l'écoulement dans le film. Son utilité est essentiellement dans la mise en évidence de zones de recirculation dans les vagues et les ondes capillaires qui accélèrent le mélange.

4.1.3 Zones de recirculation

L'amplitude des vagues est à l'évidence un paramètre important dans l'étude de leur influence sur l'intensification des transferts avec la paroi, même si ce n'est certaine-

ment pas le seul paramètre à considérer pour expliquer l'ensemble des phénomènes mis en jeu. A partir du modèle de champ de vitesse de Kapitza-Shkadov, le volume de liquide piégé dans une recirculation peut être évalué de façon assez rapide. Ce calcul donne alors une idée de l'étendue du mélange dans les zones de recirculation. Après avoir quadrillé l'espace d'une matrice discrète de points, il est possible de déterminer le volume de fluide piégé dans l'ensemble des recirculations en examinant la trajectoire de particules lancées à partir de ces points. Si la particule ressort du domaine fluide, c'est qu'elle n'est pas dans un tourbillon. Un exemple est présenté sur la figure 4.4 pour le cas d'étude $f = 10$ Hz, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m². Sur cette figure sont représentés en rouge les points à l'intérieur du volume liquide en recirculation tandis que les points bleus représentent le volume hors de toute attraction par un tourbillon.

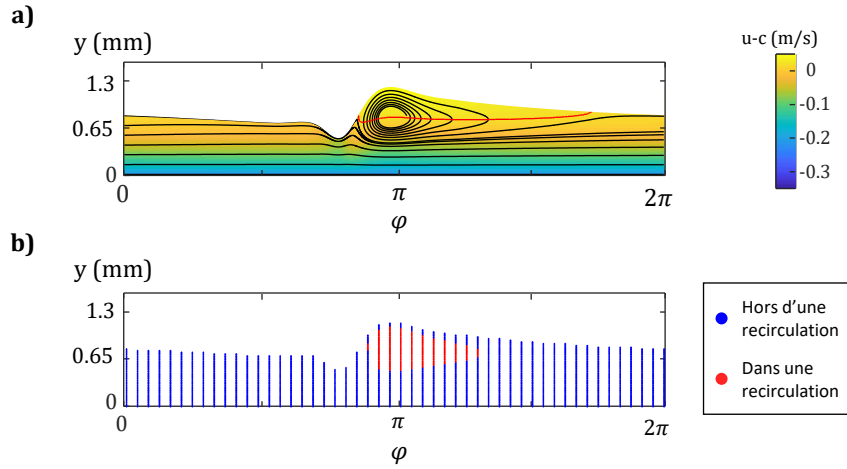


FIGURE 4.4 – Exemple de discrimination de la proportion de volume à l'intérieur ou à l'extérieur d'une recirculation : a) lignes de courants issues du calcul de champ de vitesse et b) en rouge, les points à l'intérieur d'une recirculation et en bleu, les points à l'extérieur d'une recirculation, pour le cas $f = 10$ Hz, $Re = 200$, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

A partir de la matrice de points obtenus, la proportion de fluide $R_{in/tot}$ en recirculation par rapport au volume total peut être calculé pour les nombreux cas étudiés par la technique LIF ponctuelle. L'évolution du rapport $R_{in/tot}$ en fonction de l'amplitude des vagues est présentée sur la figure 4.5 pour la configuration expérimentale $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m². Il est constaté qu'à fréquence fixée, le volume de liquide contenu dans une recirculation (majoritairement dans la bosse principale de la vague) augmente avec l'amplitude de la vague. D'autres paramètres liés à la forme des vagues interviennent. Ainsi, bien que l'amplitude des vagues à 7 et 8 Hz est globalement plus élevée qu'à 3 et 5 Hz la proportion $R_{in/tot}$ n'est souvent pas plus grande pour les hautes fréquences que pour les petites. Le cas des mesures à 10 Hz est particulier, la forme des vagues évolue de sorte que l'amplitude augmente puis diminue brutalement (voir la figure 4.1) alors que la proportion de fluide en recirculation varie peu sur l'ensemble

des mesures effectuées.

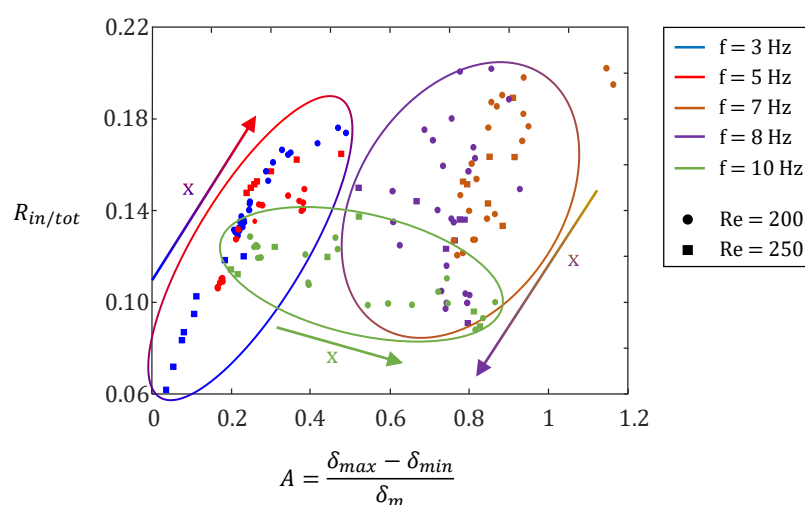


FIGURE 4.5 – Comparaison pour plusieurs fréquences de perturbation f de l'évolution du volume de fluide piégé dans une recirculation $R_{in/out}$ en fonction de l'amplitude normalisée de la vague A , de la longueur d'écoulement x et du nombre de Reynolds Re obtenu à partir du modèle de Kapitza-Shkadov, pour $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

Pour aller plus loin, la convection de la chaleur serait à comparer à la diffusion thermique dans les tourbillons. Si la circulation du liquide est suffisamment rapide, alors les isothermes dans les tourbillons devraient s'aligner sur les lignes de courant avec une température plus froide au centre et plus chaude sur le bord. $R_{in/tot}$ ne donne qu'une idée de l'étendue spatiale du mélange thermique, mais ne dit rien sur l'intensité de ce mélange. Pour vraiment finir cette modélisation, il faudrait donc résoudre l'équation de la chaleur avec la condition de flux de chaleur imposée en paroi munie du champ de vitesse du modèle simplifié de Kapitza-Shkadov. Néanmoins dans cette optique, des modèles, plus complets dans leur description de l'écoulement dans le film, couplant les résolutions des équation de Navier-Stokes et de Fourier [8, 25], offrent des perspectives encore plus intéressantes.

4.1.4 Conclusion sur l'hydrodynamique des films ruisselants chauffés soumis à des perturbations

La mesure résolue dans le temps de l'épaisseur des vagues avec la sonde LIF ponctuelle, a permis de mettre en évidence l'influence de la fréquence des perturbations sur l'hydrodynamique du film chauffé le long de son écoulement. Les résultats montrent que l'amplitude des vagues se propageant à la surface du film varie fortement avec la fréquence des perturbations et que, sur la plage d'étude en fréquence $3 < f < 10 \text{ Hz}$, il semble se distinguer un maximum d'amplitude autour de 7 Hz. L'utilisation des profils d'épaisseur expérimentaux dans un modèle de Kapitza-Shkadov permet de trouver

un champ de vitesse approché dans le film perturbé. La méthode permet de localiser les zones de recirculation à l'intérieur du film et d'évaluer le volume de liquide emprisonné dans ces structures. Ce modèle, bien que très simplifié, met en évidence que le volume de liquide en recirculation augmente avec l'amplitude des vagues sans toutefois être déterminé par cette seule amplitude. Il évolue le long de l'écoulement du film et avec la déformation progressive de la surface libre.

4.2 Transferts de chaleur dans les vagues

Lorsqu'une vague se propage à la surface d'un film, celle-ci perturbe le champ de température à l'intérieur du liquide en accélérant le mélange interne. L'utilisation des différentes techniques de mesure développées dans cette thèse permet justement de caractériser le mélange thermique qui s'opère dans les vagues. Ainsi, les mesures peuvent préciser les mécanismes responsables de l'intensification des transferts et permettent d'étudier l'influence des vagues sur les transferts de chaleur entre le film liquide et la paroi chauffée.

4.2.1 Champs de température à l'intérieur des vagues

L'imagerie PLIF permet de capturer des images du champ de température au sein du liquide. Des mesures ont été effectuées pour cinq positions x le long de l'écoulement allant de 100 à 240 mm après le début de la zone chauffée. En chaque point, cinq fréquences de perturbation f entre 3 et 10 Hz et deux débits d'écoulement correspondant à des nombres de Reynolds $Re = 200$ et $Re = 250$ ont été testés. Ces expériences ont été menées pour une inclinaison fixée de $\beta = 10^\circ$ et à un flux de chaleur pariétal $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

La figure 4.6 représente quatre exemples de l'évolution spatio-temporelle du champ de température à l'intérieur du film. Ces mesures correspondent au cas d'un film non-perturbé ainsi qu'à trois fréquences f de perturbations : 3, 7 et 10 Hz. Il s'agit d'une sélection de cas à $Re=200$ effectuée pour faciliter l'observation de ces champs thermiques. Les trois fréquences de perturbations présentées sur cette figure montrent des comportements thermiques très différents associés à des formes de vagues différentes. En fonction de la fréquence de perturbation f , la surface libre peut être quasi-plane ou présenter une seule bosse principale avec une ou plusieurs ondulations capillaires. Chaque configuration de vague présente une distribution du champ de température qui lui est propre. Les modifications du champ de température par rapport au film plat suggèrent qu'un mélange convectif a lieu à l'intérieur du film sous l'influence de la vague. Afin de caractériser l'évolution du champ de température à l'intérieur du film, la notion de mélange est introduite. Elle renvoie à une déformation du champ de température par rapport au film plat. A partir des mesures effectuées, trois degrés de mélanges sont introduits :

- **Transport diffusif, niveau 0 de mélange** : Le champ de température est stratifié horizontalement, comme pour le cas du film plat de Nusselt. Le transfert de cha-

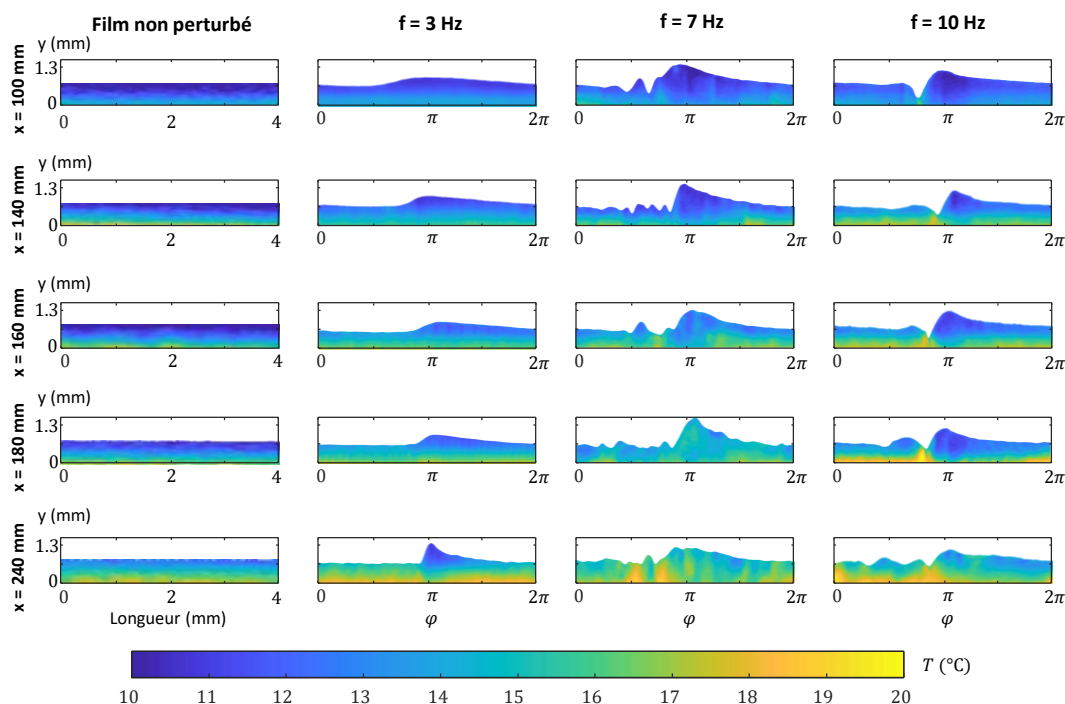


FIGURE 4.6 – Comparaison de l'évolution spatiale du champ de température à l'intérieur du film liquide perturbé en fonction de la phase ϕ de l'onde et à plusieurs fréquences par rapport au film non-perturbé pour $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

leur dans l'épaisseur du film est donc dominé par la diffusion. Cette situation est observée proche de l'injection de l'écoulement de liquide, où la couche limite thermique est encore trop fine pour interagir avec les vagues. Pour $f = 3 \text{ Hz}$, le champ de température reste très stratifié jusqu'à $x = 180 \text{ mm}$. Dans ces cas, les vagues n'atteignent pas une amplitude suffisante pour générer un fort mélange entre les couches chaudes et froides du film. Pour le cas $f = 10 \text{ Hz}$, le mélange est encore très limité à $x = 100 \text{ mm}$ mais s'accélère ensuite au cours de l'écoulement, la couche limite thermique étant du même ordre de grandeur que l'épaisseur de vague, une interaction se met en place avec la vague.

- **Mélange localisé, niveau 1 de mélange** : L'augmentation du mélange est graduelle, les mesures suggèrent que le mélange commence dans certaines régions puis s'étend (niveau 2), si l'amplitude des vagues est suffisante. Ce cas intermédiaire peu être observé lorsque le champ de température est encore stratifié horizontalement excepté à certains endroits, qui sont en quelques sortes précurseurs pour le mélange. Ces régions sont :
 - La crête de la vague principale, où une poche de liquide plus froid que le reste du film est observée sur une longue distance d'écoulement. Le tourbillon qui s'y trouve piège le liquide plus froid que le reste du film en son sein, ce vortex a été mis en avant à de nombreuses reprises dans la littérature [3, 76], ainsi que par le modèle de vitesse de Kapitza-Shkadov présenté

précédemment. La présence de ces vortex permet d'expliquer les poches de liquide froid observées sur les images de champ de température. Ils semblent interagir avec la couche limite thermique se développant à la paroi solide. Dans de nombreux cas, un amincissement de la couche limite est observé sous la crête de la vague principale (pour $f = 7$ Hz à $x = 140$ et $x = 160$ mm, pour $f = 10$ Hz à $x = 180$ mm ou pour $f = 3$ Hz à $x = 240$ mm). Le refroidissement concerne ainsi des régions qui sont situées trop près de la paroi pour faire partie de la zone d'attraction du tourbillon d'après le modèle de Kapitza-Shkadov. On a donc un effet des tourbillons qui arrive à se faire ressentir jusqu'à la paroi même s'ils sont centrés dans la crête des vagues.

- Sous les creux des vagues capillaires, est généralement observée une température plus élevée que le reste du film. Il est cependant difficile d'identifier la nature exacte du mécanisme à l'œuvre. A cause de leur courte longueur d'onde et de leur forte courbure, les ondulations capillaires imposent un gradient de pression qui pourrait être suffisant pour satisfaire les conditions de développement d'un retour d'écoulement. Des illustrations de ce phénomène peuvent être trouvées dans quelques études numériques, de Dietze et al. en 2008 [31] par exemple. De plus, les effets thermo-capillaires doivent être pris en compte. Les effets Marangoni peuvent induire un transport de masse sous les creux capillaires susceptible d'avoir un effet sur les transferts de chaleur. La prévalence de ces deux mécanismes sera discutée plus loin.
- **Mélange étendu, niveau 2 de mélange** : Une configuration idéale pour l'intensification des transferts de chaleur est celle du mélange parfait, où le champ de température est parfaitement uniforme à l'intérieur du film. Cette situation n'est jamais rencontrée dans les expériences, mais pour certains cas, le mélange est suffisamment important devant la conduction thermique pour s'en approcher. Par exemple, le cas $f = 7$ Hz à $Re = 200$ montrent un champ de température plutôt uniforme à l'intérieur du film liquide. Par contraste avec les deux niveaux de mélange décrits précédemment, la crête de la vague est à une température proche du reste du liquide. Ces éléments indiquent que le mélange est devenu global dans le film. Ce niveau de mélange n'est atteint que pour les cas où l'amplitude des vagues est maximale, $f = 7$ Hz.

Sur les figures 4.7 et 4.8 sont représentés l'ensemble des champs de température obtenus dans cette étude. Chacun de ces champs de température, obtenus à l'aide de la technique d'imagerie PLIF, peut être classifié à partir de l'observation de son niveau de mélange, cette classification est représentée dans le tableau 4.1. Cette représentation permet de mettre en évidence le comportement de l'évolution du champ de température en fonction de la fréquence.

De manière générale, les cas à $Re = 250$ montrent une plus faible intensification du mélange que pour les cas à $Re = 200$. En effet, avec l'augmentation de l'épaisseur, l'amplitude relative des vagues et des ondulations capillaires diminue. Avec l'augmentation de l'épaisseur du film, la vitesse du fluide augmente aussi, cela signifie que l'épaisseur

Re = 200						Re = 250					
$x \backslash f$	3	5	7	8	10	$x \backslash f$	3	5	7	8	10
100	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	100	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif
140	Transport diffusif	Transport diffusif	Mélange localisé	Mélange localisé	Mélange localisé	140	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif
160	Transport diffusif	Transport diffusif	Mélange localisé	Mélange localisé	Mélange localisé	160	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif	Transport diffusif
180	Transport diffusif	Transport diffusif	Mélange étendu	Mélange localisé	Mélange localisé	180	Transport diffusif	Transport diffusif	Mélange localisé	Mélange localisé	Mélange localisé
240	Mélange localisé	Mélange localisé	Mélange étendu	Mélange étendu	Mélange étendu	240	Transport diffusif	Transport diffusif	Mélange étendu	Mélange localisé	Mélange localisé

TABLE 4.1 – Représentation graphique des catégories du niveau de mélange du champ de température dû à la présence des vagues en fonction de la longueur d'écoulement x (mm) et de la fréquence de perturbation f (Hz) pour l'ensemble des cas étudiés aux deux nombres de Reynolds Re de 200 et 250, pour $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

de la couche limite thermique qui se développe à l'interface avec la paroi solide est plus faible lorsque Re augmente. Ainsi, l'augmentation de la distance entre les structures proches de la surface (et susceptibles d'induire le plus du mélange) et la couche limite thermique tend à retarder l'apparition d'un mélange thermique à l'intérieur du film.

L'ensemble des cas étudiés commence au niveau 0 de mélange, c'est-à-dire un transfert dominé par la diffusion. En effet, aux premiers instants, la chaleur n'a pas suffisamment diffusée vers la surface libre pour qu'un mélange puisse se mettre en place. Pour les fréquences de perturbation f de 3 et 5 Hz, le mode prédominant de transfert ne change pas. Ces cas restent limités au niveau 0. Le niveau 1 n'est atteint que dans le cas $Re = 200$ à la dernière position capturée $x = 240$ mm.

Pour les fréquences 8 et 10 Hz, les trois niveaux de mélanges sont observés pour $Re = 200$ avec le niveau 3 atteint uniquement à la dernière position $x = 240$ mm. Pour ce couple de fréquence, dans le cas $Re = 250$, le mélange s'intensifie plus lentement avec x et ne dépasse pas le niveau 1. Une plus grande distance d'écoulement serait nécessaire afin qu'un plus haut niveau de mélange soit atteint.

Finalement, la fréquence de perturbation $f = 7$ Hz est celle qui est la plus propice à un mélange efficace et où le niveau 2 de mélange est obtenu pour les deux nombres de Reynolds Re étudiés.

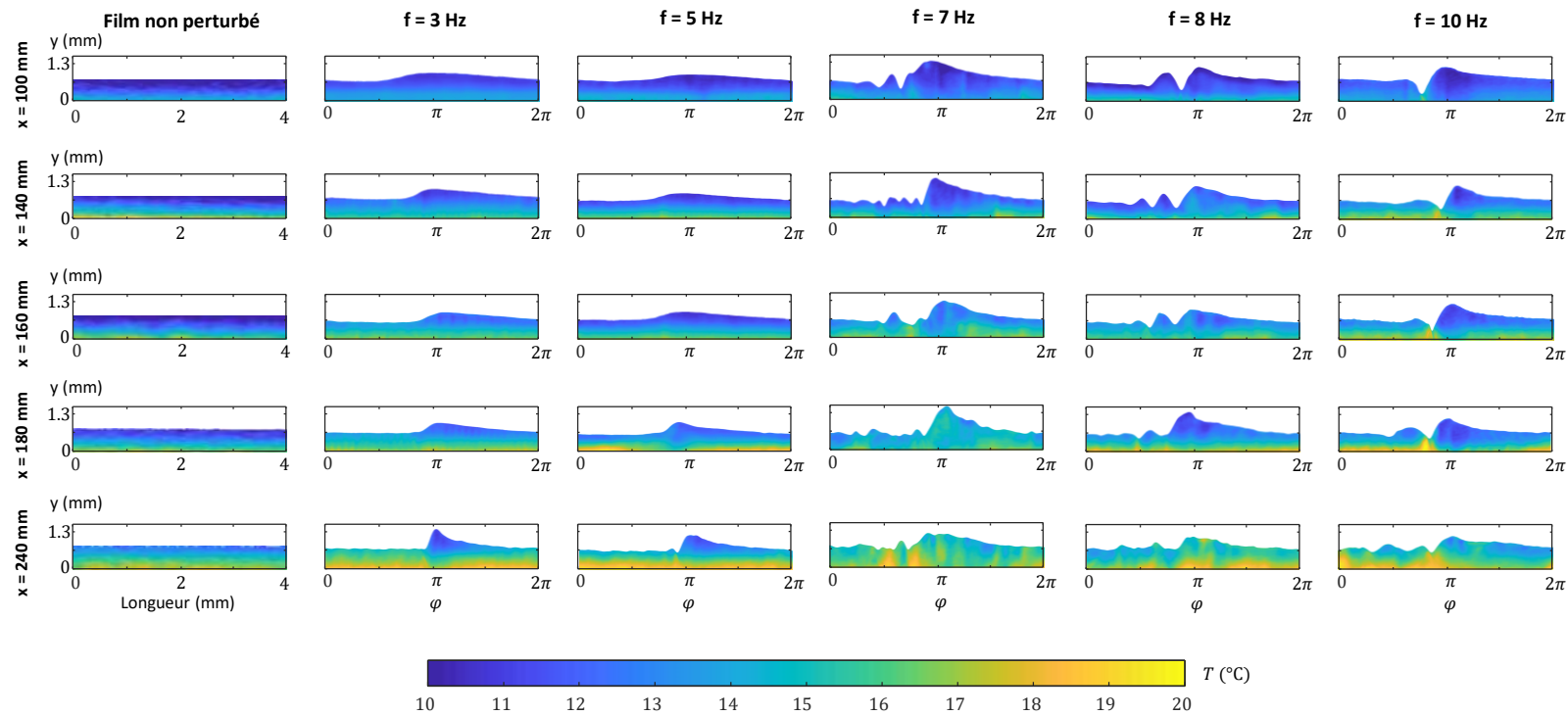


FIGURE 4.7 – Évolution spatiale du champ de température à l'intérieur du fluide pour l'ensemble des positions x et des fréquences f étudiées pour le nombre de Reynolds $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

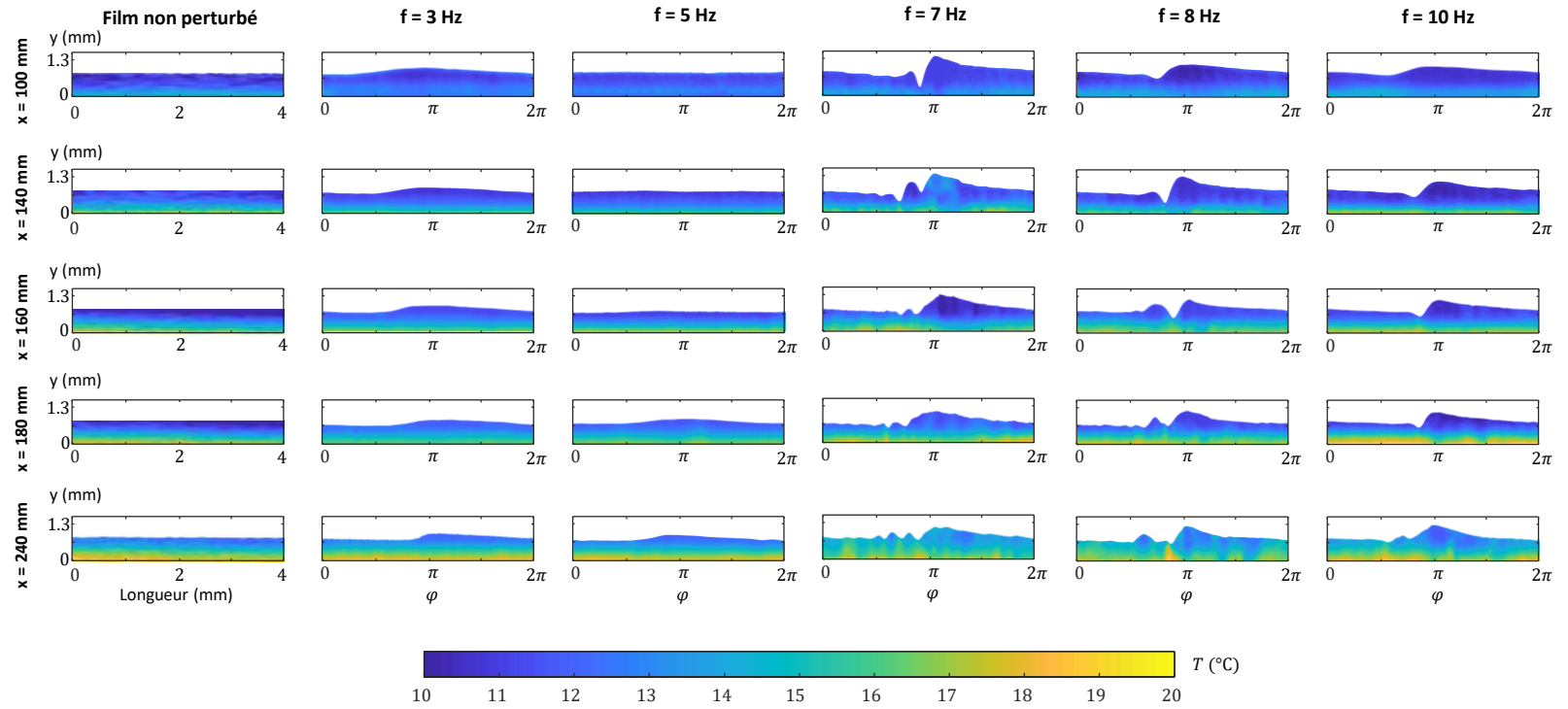


FIGURE 4.8 – Évolution spatiale du champ de température à l'intérieur du fluide pour l'ensemble des positions x et des fréquences f étudiées pour le nombre de Reynolds $Re = 250$, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

4.2.2 Mise en évidence du mélange par les mesures de la température moyenne locale

Même si l'imagerie PLIF est l'outil idéal pour mettre en évidence le mélange convectif dans les vagues, les mesures ponctuelles de la température moyenne dans l'épaisseur du film contiennent aussi des informations qui peuvent illustrer les effets du mélange. L'interprétation de ces résultats est cependant plus délicate que pour des images. En effet, l'absence d'information précise sur la distribution du champ de température à l'intérieur du film signifie qu'il est impossible de distinguer les phénomènes ayant lieu sous la surface libre. La lecture des résultats, obtenus par la sonde LIF ponctuelle, est possible suite à la mise en avant de mécanismes de mélanges effectuée à l'aide des mesures de champ de température PLIF.

Description temporelle de l'épaisseur et de la température du film

Les mesures précédentes ont permis de montrer, qu'à un nombre de Reynolds Re fixé, la fréquence de perturbation imposée au film ruisselant a un fort effet sur l'établissement des champs de vitesse et de température et sur les transferts de chaleur. La technique LIF ponctuelle permet de décrire avec une bonne résolution temporelle l'évolution de l'épaisseur et de la température moyennée dans l'épaisseur du film au passage de vagues. La grande précision de la technique permet d'étudier la corrélation qui peut être observée entre ces deux grandeurs. Quelques cas parmi les plus représentatifs seront abordés plus en détail par la suite. Il s'agit de cas ayant également été étudiés par la technique d'imagerie PLIF.

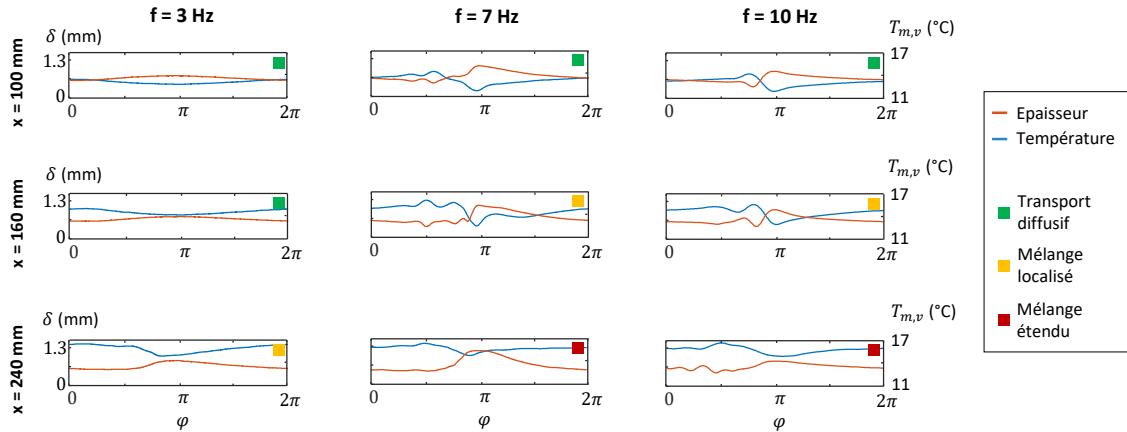


FIGURE 4.9 – Évolution temporelle de l'épaisseur δ et de la température moyenne volumique $T_{m,v}$ du film obtenues par LIF au passage d'une vague pour trois fréquences de perturbation f et trois longueurs d'écoulement x , pour $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

Sur les exemples de la figure 4.9, il est observé une corrélation entre l'épaisseur δ et la température moyenne volumique $T_{m,v}$ du film liquide. Cette corrélation semble

très forte pour les cas où la technique PLIF a montré que le mélange est dominé par le transport diffusif (cas représentés par une pastille verte), alors que la corrélation semble moins bonne lorsque le mélange est plus intense (pastilles orange et rouge). Cette corrélation semble être liée à la stratification horizontale du champ de température : lorsque l'épaisseur du film est faible, le volume de liquide qui le compose est plus chaud. L'intensification du mélange a pour effet de détériorer la corrélation entre δ et $T_{m,v}$, car logiquement le mélange conduit à une uniformisation du champ de température. Les observations qui ont été faites peuvent être généralisées à un plus grand nombre de cas : les figures 4.13 et 4.14 à la fin de cette partie, présentent respectivement, pour les valeurs de nombre de Reynolds $Re = 200$ et 250 , l'ensemble des évolutions de l'épaisseur δ et de la température moyenne volumique $T_{m,v}$ pour les même cas que ceux étudiés par la technique PLIF.

Afin de vérifier l'influence du mélange sur la température moyenne mesurée, une comparaison est proposée avec un modèle de film chauffé où la vague n'a pas d'influence sur le champ de température. Ce modèle est donc directement dérivé du modèle du film plat de Nusselt.

Modélisation de la température moyenne volumique dans le cas sans couplage entre transferts thermique et hydrodynamique

Dans ce modèle, afin d'estimer la température moyenne volumique $T_{m,v}$, un profil de température dans l'épaisseur T_{prof} est extrait du modèle théorique de film plat de Nusselt (voir la figure 1.4). Ce profil est choisi à une distance suffisante de l'entrée de l'écoulement pour que le champ de température soit établi, c'est-à-dire $x^* \geq 0.15$ comme vu dans le premier chapitre sur la figure 1.6. Le modèle théorique est appliqué pour un film plat dans les mêmes conditions d'écoulement que l'expérience : inclinaison β , densité de puissance surfacique q_w et nombre de Reynolds Re . Le domaine de calcul est cependant étendu à l'épaisseur maximale du film perturbé δ_{max} pour obtenir un profil de température approché permettant de calculer la température moyenne $T_{m,v}$. Le profil de température théorique ayant été choisi à une position arbitraire, sa valeur moyenne n'a pas de raison de correspondre à celles des mesures expérimentales. Cependant, puisque les températures sont extraites dans la zone établie, où le gradient de température dans l'épaisseur ne dépend plus de x , la variation relative de température dans l'épaisseur du film peut être comparée aux expériences. En pratique, les valeurs théoriques sont translatées d'une constante pour faire en sorte que la température moyenne théorique coïncide avec l'expérience. Le champ de température ainsi créé pour le film perturbé suppose qu'il n'y a aucun couplage entre la thermique et l'hydrodynamique du film, un exemple de champ de température ainsi obtenu est présenté sur la figure 4.10.

A partir du champ de température théorique, la température moyenne volumique $T_{m,v}^0$ peut être calculée à partir de l'équation :

$$T_{m,v}^0(\varphi) = \frac{1}{\delta(\varphi)} \int_0^{\delta(\varphi)} T_{prof}(y) \cdot dy \quad (4.8)$$

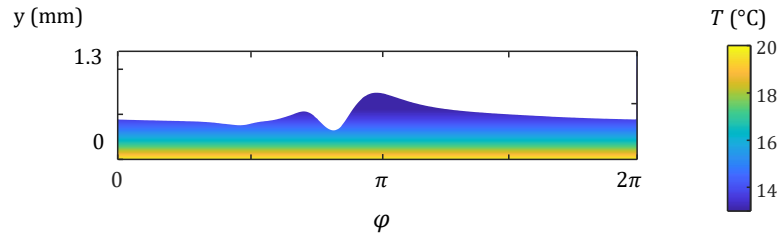


FIGURE 4.10 – Champ de température non-perturbé par l'écoulement obtenu à partir de la solution du film plat de Nusselt et d'une mesure expérimentale d'épaisseur par LIF, pour $Re = 200$, $f = 10$ Hz, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m². A partir du profil de température établi, un champ de température peut être reconstruit. La température théorique est augmentée d'une constante pour avoir la même température moyenne dans l'épaisseur que dans les résultats expérimentaux pour chaque x .

Comparaison du modèle aux expériences

L'influence du mélange sur l'établissement du champ de température peut être mise en évidence en représentant l'évolution de la température moyenne $T_{m,v}$ en fonction de l'épaisseur δ comme illustré figure 4.11. Cette figure présente une comparaison entre la température mesurée $T_{m,v}$ et la température théorique $T_{m,v}^0$ négligeant les couplages entre la thermique et l'hydrodynamique pour trois cas correspondants à des niveaux de mélange différents. Les profils ont été colorés en fonction de la phase de l'onde. Ce code couleur permet de distinguer la phase de l'onde dans les tracés et donc de discriminer aisément la position du front d'onde.

- Le cas $f = 3$ Hz et $x = 160$ mm de la figure 4.11, correspond à un niveau 0 de mélange (transport dominé par la diffusion). On peut voir que l'estimation de la température en l'absence de couplage colle parfaitement avec les mesures expérimentales. Cela confirme les observations déjà réalisées à l'aide de la technique PLIF pour ce même cas, présenté sur la figure 4.6. La perturbation est de trop faible amplitude pour induire du mélange à l'intérieur de ce film.
- Pour le cas $f = 10$ Hz et $x = 160$ mm, correspondant au niveau 1 de mélange (mélange localisé), la figure montre que les points expérimentaux suivent majoritairement la courbe de température théorique, excepté en une zone de la vague comprise entre le creux capillaire et la crête principale. Les points expérimentaux et le modèle théorique s'écartent au niveau du creux capillaire. Dans cette zone, la température augmente rapidement, puis chute brutalement au passage du front d'onde au point de passer en dessous de la courbe théorique. Finalement, la température ré-augmente avec le passage de la bosse principale pour rejoindre le modèle. Le refroidissement du film sous la crête de vague peut être imputé à la présence d'un tourbillon qui transporte du liquide froid. La partie plus chaude sous le creux capillaire traduit la présence d'un mécanisme d'intensification des transferts qui permet à cette zone de la vague de prélever davan-

tage de chaleur à la paroi qu'un film non perturbé de même épaisseur. Le profil de température ainsi observé montre un bon accord avec les observations qui ont pu être faites à l'aide des mesures de champ de température PLIF, visible sur la figure 4.6.

- Enfin, le niveau 2 de mélange (mélange étendu), représenté par le cas $f = 7$ Hz et $x = 240$ mm, montre une nette différence entre les mesures expérimentales et le modèle théorique sans couplage. Expérimentalement, la température reste à peu près constante pendant la majeure partie du passage de l'onde. En comparaison du cas précédent, la différence entre le maximum et le minimum est beaucoup plus faible, de l'ordre de 1.5°C contre 4°C . La faible amplitude des variations de température indique une uniformisation du champ de température à l'intérieur du film. Une nouvelle fois, un bon accord est obtenu avec les mesures de champ de température PLIF.

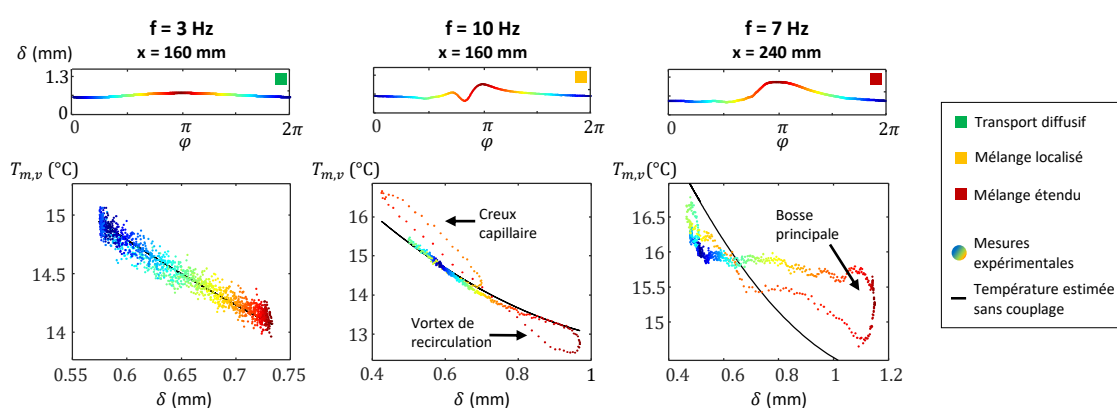


FIGURE 4.11 – Profils d'épaisseur δ et comparaison des évolutions des températures moyennes volumiques expérimentale $T_{m,v}$ (points colorés) et estimées sans couplage $T_{m,v}^0$ (courbe noire) en fonction de l'épaisseur δ pour trois cas représentatifs des trois niveaux de mélange, pour $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

Commentaires sur l'utilisation d'un coefficient de transfert convectif ou d'un nombre de Nusselt instantanés

Dans certains articles de la littérature traitant de l'évolution temporelle des transferts de chaleur entre un film et une paroi chauffée, sont introduits un coefficient de transfert convectif h [59, 81, 82] et/ou un nombre de Nusselt Nu locaux et instantanés [2, 61]. Cependant, l'interprétation de ces grandeurs n'est pas aisée, la figure 4.12 présente un exemple de calcul de nombre de Nusselt Nu instantané extrait des cas présentés précédemment, sur la figure 4.11. La comparaison entre les mesures expérimentales et la courbe estimée montre que le nombre de Nusselt diminue au passage du front de vague par rapport au film plat, ce qui peut laisser penser que la part convective des transferts dans cette zone est moins importante lorsque des vagues sont présentes. Or, il a été montré que des phénomènes convectifs se développent dans

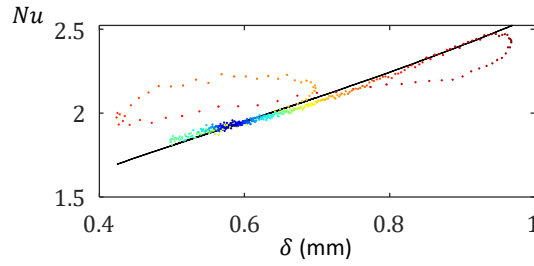


FIGURE 4.12 – Exemple de calcul du nombre de Nusselt instantané conduisant à une mésinterprétation des résultats. En points colorés les mesures expérimentales en noire le profil estimé. Le cas représenté est : $Re = 200$, $f = 10$ Hz, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

cette zone et créent du mélange. Bien que le nombre de Nusselt instantané apparaisse comme pertinent de prime abord pour décrire les transferts au passage d'une vague, il ne semble pas pouvoir rendre compte correctement du mélange interne. Autrement dit, ces maxima et minima locaux ne correspondent pas à des zones de fort ou de faible mélange, car l'épaisseur du film n'est pas constante. C'est pourquoi, il a été fait le choix de ne pas utiliser ce nombre, puisqu'il ne semble pas à même d'apporter une meilleure compréhension des phénomènes en jeu dans les écoulements de film.

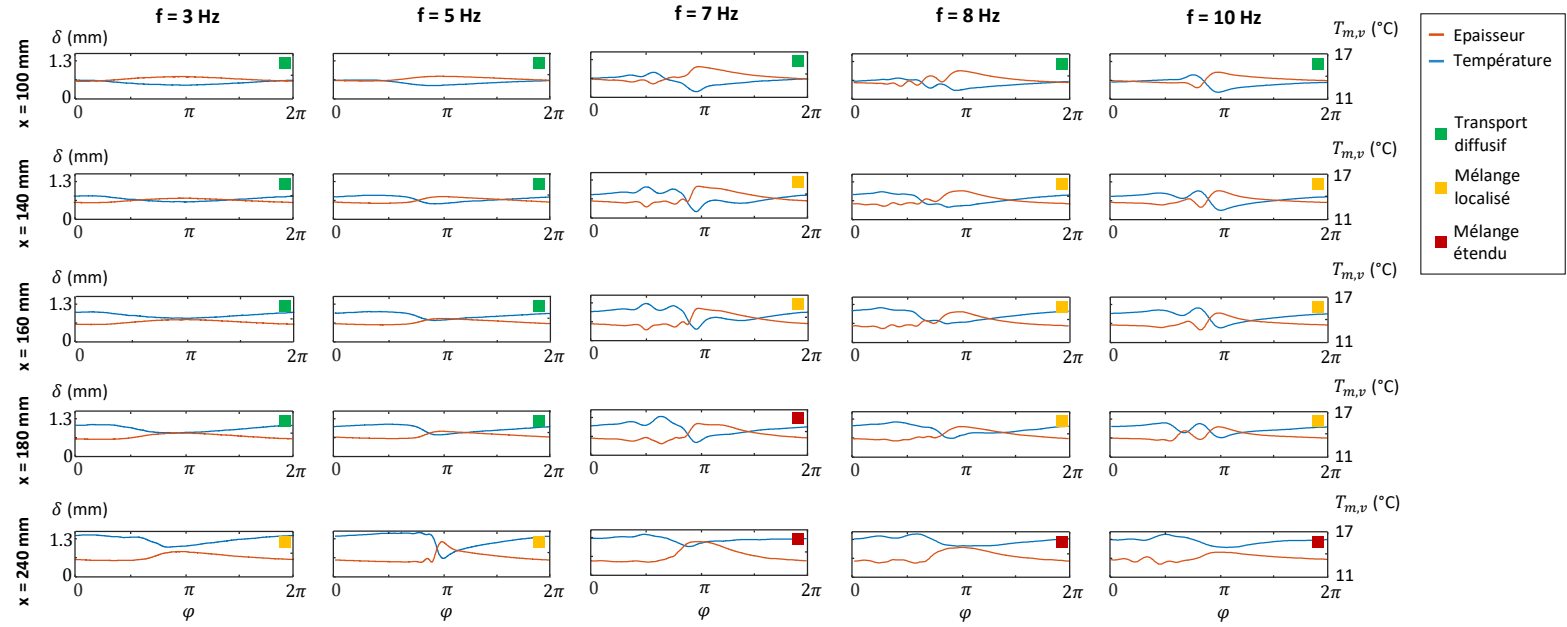


FIGURE 4.13 – Profils d'épaisseur δ et de température moyenne volumique $T_{m,v}$ obtenues à l'aide de la sonde LIF, reproduction des cas obtenus avec la PLIF, pour $Re = 200$, $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

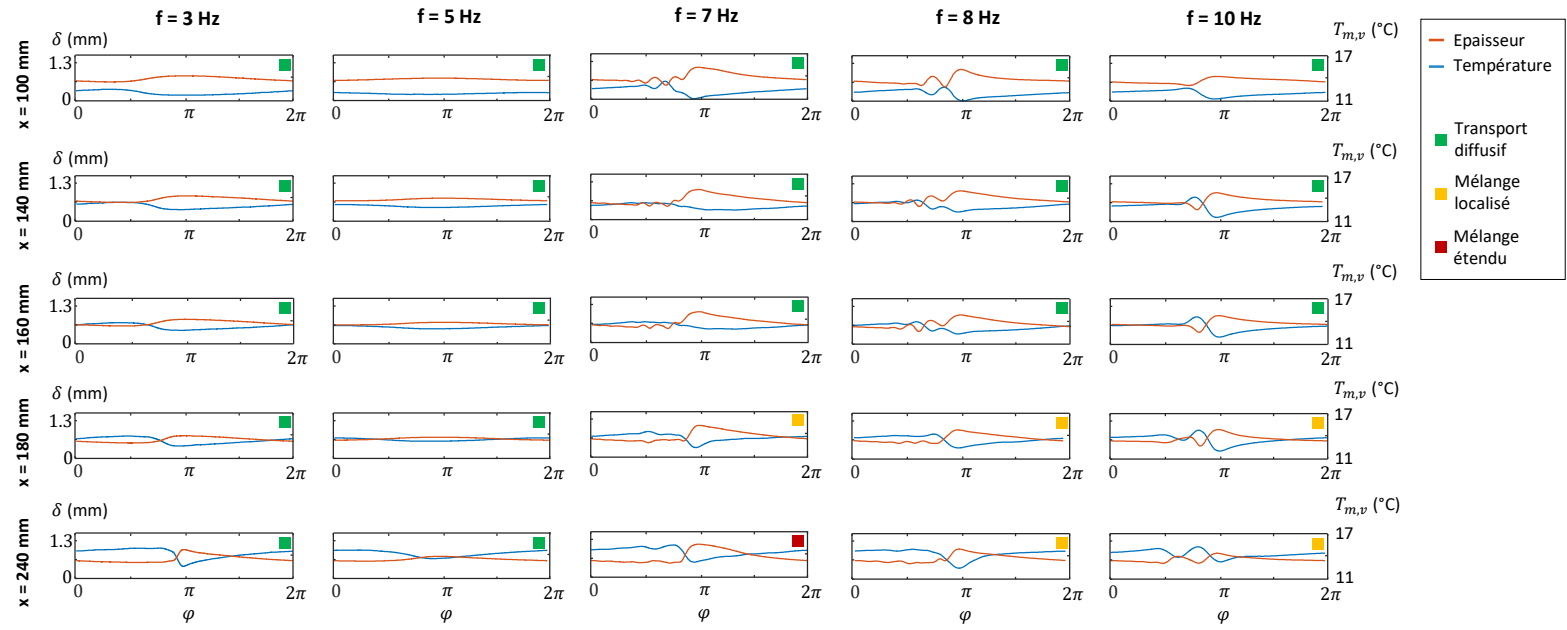


FIGURE 4.14 – Profils d'épaisseur δ et de température moyenne volumique $T_{m,v}$ obtenues à l'aide de la sonde LIF, reproduction des cas obtenus avec la PLIF, pour $Re = 250$, $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

4.2.3 Évolution spatiale des échanges

Après avoir cherché à mettre en évidence les transferts à une petite échelle à l'intérieur des vagues (à l'aide de l'imagerie PLIF ou de mesures LIF de température moyenne résolues temporellement), l'étude se place à une échelle plus globale. Elle porte sur des températures moyennées sur la période des vagues qui évoluent avec la distance x par rapport à l'entrée de l'écoulement. De fait, le système est considéré comme quasi-stationnaire et ce qui est étudié est l'influence des perturbations sur son point d'équilibre.

Évolution spatiale de la température

La température de la paroi peut être relevée à partir de deux techniques de mesure : par les thermocouples placés à la paroi solide ainsi que par l'imagerie PLIF, en intégrant la température des trois pixels les plus proches de la paroi. Sur la figure 4.15, sont présentées les évolutions spatiales des températures de paroi T_w et des températures moyennes volumiques du film $T_{m,v}$ issues des mesures PLIF. Comme dans le paragraphe 4.2.1, les cas étudiés ici sont : deux nombres de Reynolds Re de 200 et 250, cinq fréquences de perturbation f , une inclinaison de la paroi $\beta = 10^\circ$ et un flux de chaleur pariétal $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$. Les résultats obtenus à l'aide des deux méthodes (thermocouples et imagerie PLIF) montrent un bon accord. Ceci témoigne de la qualité des mesures PLIF et de la reconstruction du champ thermique. La figure montre, pour les films étudiés, un refroidissement de la paroi par rapport au film non-perturbé. Le refroidissement observé dépend de la fréquence de perturbation du film et est le plus important pour les fréquences où le mélange du champ de température est le plus important = $f = 7$ et 8 Hz . Cette observation était attendue, le mélange induit une intensification des transferts de chaleur avec la paroi, et ainsi s'oppose à l'échauffement de la paroi.

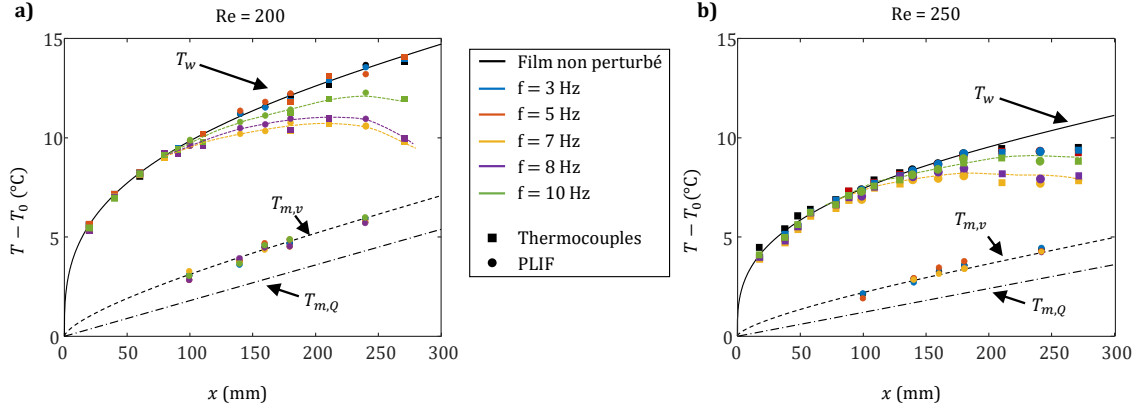


FIGURE 4.15 – Évolution spatiale de la température moyenne volumique de liquide $T_{m,v}$ et de la température de paroi T_w comparée à la solution théorique du film plat de Nusselt pour différentes fréquences de perturbations f , a) correspond aux mesures à $Re = 200$ et b) correspond aux mesures à $Re = 250$, pour $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

Longueur d'établissement de la couche limite thermique

La figure précédente montre qu'il faut environ 150 mm à $Re = 200$ et 180 mm à $Re = 250$ pour observer un effet significatif apparaître au niveau du refroidissement de la paroi. Cette distance correspond à peu près au développement de la couche limite thermique. L'épaisseur de la couche limite thermique e_T peut s'évaluer de façon approchée en repartant de la solution du film plat de Nusselt à partir du champ de température adimensionné théorique, présentée au premier chapitre sur la figure 1.4, e_T peut être déterminée par :

$$T(y = e_T) = T_w + 0.99 (T(y = \delta) - T_w) \quad (4.9)$$

Les épaisseurs de couche limite thermique e_T obtenues à partir de cette équation pour les deux nombres de Reynolds Re étudiés sont représentées sur la figure 4.16. La longueur d'établissement thermique de la couche limite dans le film plat est d'environ 17 cm à $Re = 200$ et 21 cm à $Re = 250$. Le refroidissement de la paroi a lieu à une distance légèrement plus faible que celle du développement théorique de la couche limite thermique. Cependant, les structures tourbillonnaires se situent à une distance de la paroi qui est généralement un peu plus proche que la hauteur moyenne δ_{Nu} , comme vu sur la figure 4.3 présentant les lignes de courant dans le film. Cela signifie qu'il suffit que la couche limite thermique soit suffisamment développée pour commencer à interagir avec les structures convectives induites par la déformation de la surface libre. Ceci explique que dans les mesures PLIF de champ de température dans le fluide, toutes les configurations débutent leur écoulement au niveau 0 de mélange avec une stratification horizontale de la température et que l'augmentation du nombre de Reynolds Re conduit à une diminution du niveau de mélange.

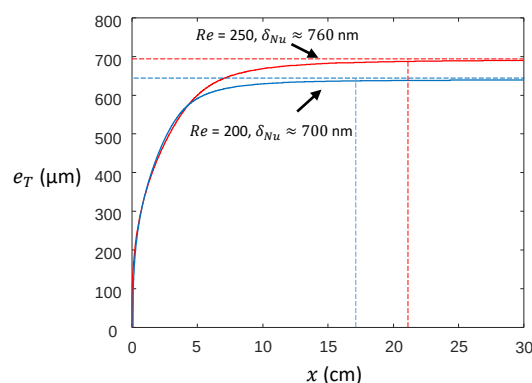


FIGURE 4.16 – Croissance de la couche limite thermique se développant à la paroi chauffée en fonction de la longueur d'écoulement x pour le cas du film plat théorique de Nusselt pour les deux nombres de Reynolds étudiés $Re = 200$ et 250 .

Évolution spatiale du nombre de Nusselt

Finalement, afin de quantifier l'intensification des transferts de chaleur entre le film liquide et la paroi chauffée, le nombre de Nusselt Nu est utilisé. Ce nombre permet de comparer les transferts de chaleurs conductifs et convectifs entre le film liquide et la paroi et est défini par :

$$Nu = \frac{q_w \cdot \delta}{\lambda \cdot (T_w - T_{m,Q})} \quad (4.10)$$

Le nombre Nu est évalué à partir des différentes mesures de températures de paroi T_w (thermocouples et images PLIF). La température moyenne débitante $T_{m,Q}$ a été retenue car il s'agit de celle généralement utilisée dans la littérature et donc celle qui est la plus facile à comparer à d'autres études. L'évolution $T_{m,Q}$ s'obtient à partir de la conservation de l'énergie :

$$T_{m,Q} = T_0 + \frac{q_w}{\rho \cdot C_p \cdot V} x \quad (4.11)$$

en supposant que le flux de chaleur est uniforme. Cette température diffère de la température moyenne volumique $T_{m,v}$ mesurée par PLIF. L'évolution spatiale du nombre de Nusselt Nu est présentée sur la figure 4.17. Tant que la couche limite thermique reste fine, le mélange n'a pas d'effet. Quelles que soient la fréquence de perturbation et l'amplitude de la vague, le nombre de Nusselt prend la même valeur que pour le cas non-perturbé. Lorsque la couche limite thermique atteint une épaisseur suffisamment proche de l'épaisseur moyenne du film liquide, l'interaction avec les structures dans les vagues commence à s'observer sur le nombre de Nusselt Nu . L'intensification des transferts est liée à la taille des structures de recirculation, qui elle-même est en partie liée à l'amplitude des vagues. C'est pourquoi, pour les cas $f = 3$ et 5 Hz, peu de différences sont observées avec le film non-perturbé, car ces vagues sont de très faibles amplitudes. Pour $f = 10$ Hz, une augmentation notable de Nu est observée, ce qui est en accord avec les mesures PLIF où le mélange observé est localisé dans la crête

de la vague principale et sous les creux capillaires. Finalement, pour les cas $f = 7$ et 8 Hz, une augmentation rapide de Nu est observée pour $x > 180$ mm, où le mélange s'étend sur une grande partie du film. Pour le cas $Re = 200$, proche de la fin de la paroi ($x = 270$ mm), Nu a doublé par rapport au film non-perturbé. Il est à noter que pour le cas $Re = 250$, tous les nombres de Nusselt mesurés s'éloignent de la solution théorique du film plat lorsque $x > 200$ mm, y compris ceux mesurés dans la configuration d'un film plat. Cette intensification est potentiellement due à la configuration expérimentale, les points de mesure se trouvent proche de la sortie de l'écoulement. Au niveau du rebord de la paroi, le liquide est accéléré, ce qui influe sur les transferts de chaleur. Ces effets de bord ont une influence sur la température de paroi quelques centimètres en amont de la fin de la paroi. Aucune intensification significative n'est observée pour les fréquences de perturbation $f = 3, 5$ et 10 Hz par rapport au film non-perturbé.

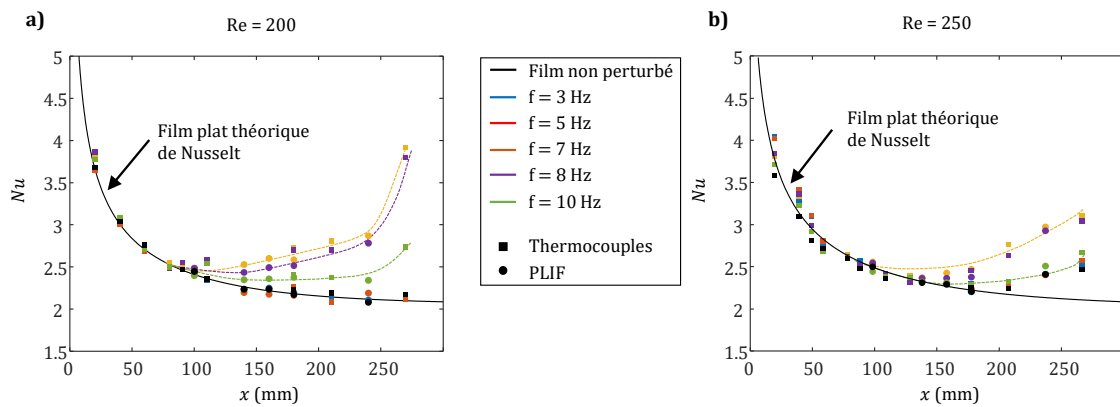


FIGURE 4.17 – Évolution spatiale du nombre de Nusselt mesuré expérimentalement par PLIF et thermocouples, comparée à la solution théorique du film plat de Nusselt pour différentes fréquences de perturbations f , a) correspond aux mesures à $Re = 200$ et b) correspond aux mesures à $Re = 250$, pour $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

Influence de l'angle d'inclinaison et du nombre de Reynolds sur les transferts de chaleur

Afin d'étudier l'influence du débit et de l'inclinaison sur l'intensification des transferts de chaleur, une étude paramétrique a été effectuée à l'aide des mesures de température de paroi par thermocouples dans les mêmes conditions que celles présentées précédemment. Ces expériences couvrent un plus grand nombre de configuration d'écoulement que les études réalisées avec les techniques de fluorescence induite par laser. Ainsi, trois angles d'inclinaisons ainsi que trois nombres de Reynolds ont été étudiés : $\beta = 2, 6$ et 10° et $Re = 150, 200$ et 250 . Un exemple de ces mesures est présenté sur la figure 4.18 pour l'inclinaison $\beta = 10^\circ$. En l'état, il est difficile de comparer ces résultats car il faut une certaine distance d'établissement pour que les échanges de chaleur

avec la paroi commencent à s'intensifier. Or, cette distance augmente sensiblement avec le nombre de Reynolds.

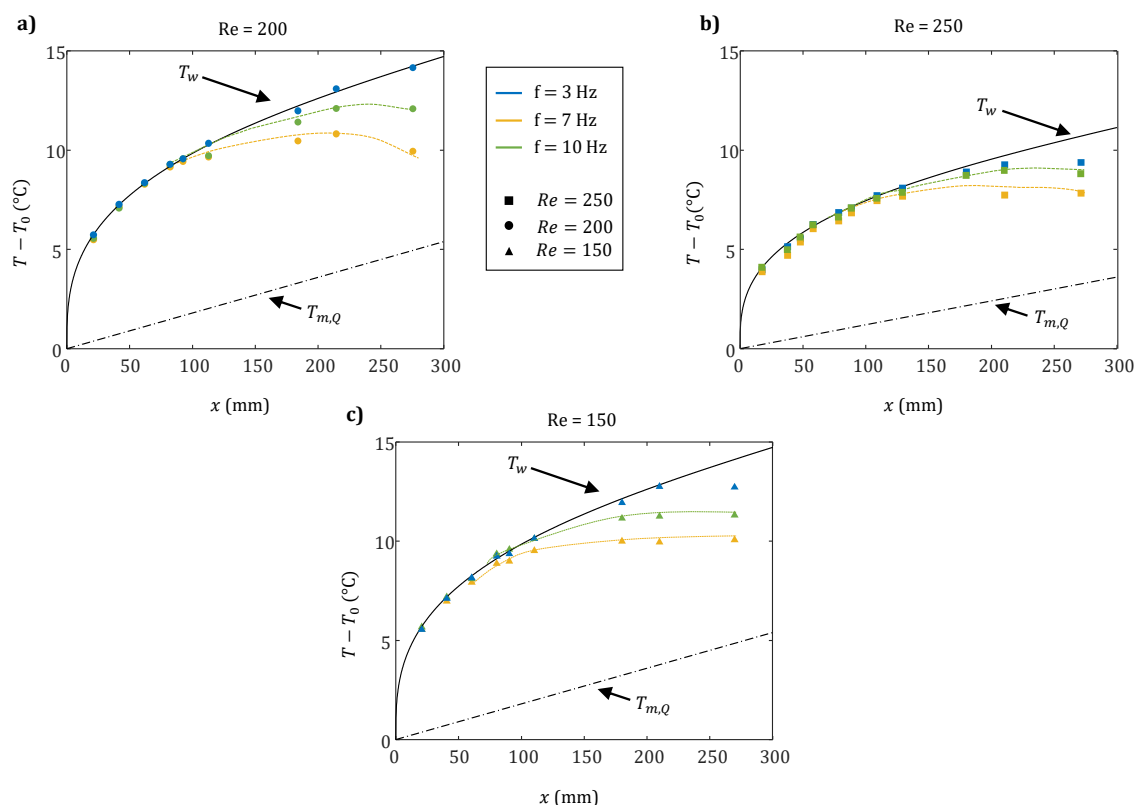


FIGURE 4.18 – Mesures de l'évolution spatiale de la température de paroi pour trois fréquences de perturbation f et trois nombres de Reynolds : a) $Re = 200$, b) $Re = 250$ et c) $Re = 150$. Résultats pour $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

Afin de pouvoir comparer les mesures entre elles, la distance à l'entrée de l'écoulement x ainsi que la température de paroi T_w ont été adimensionnées en réutilisant les paramètres réduits proposés pour la résolution du problème du film plat théorique de Nusselt dans le premier chapitre, à savoir $x = x^* \cdot \delta \cdot Re \cdot Pr$ (Eq.(1.17)) et $\theta = \frac{(T - T_0)\lambda}{q_w \delta}$ (Eq.(1.21)), les résultats sont présentés sur la figure 4.19 dans le système de ces coordonnées réduites. L'adimensionnement proposé semble relativement bien adapté car on peut constater que les données obtenues pour les 3 valeurs de Re étudiées se placent dans le prolongement les unes des autres.

Ce constat suggère que l'effet de Re est capturé en utilisant simplement la distance réduite x^* au lieu de x . Sur la figure 4.19, à inclinaison et fréquence de forçage fixées, Re semble avoir peu d'influence sur θ , les points de même fréquence (même couleur) semblant s'aligner. De plus, il semble que l'influence des vagues commence à être visible autour de $x^* = 0.075$ pour tous les cas étudiés. Il y aurait donc une distance d'établissement relativement générale insensible aux conditions d'écoulement et de forçage, à partir de laquelle l'intensification des échanges avec la paroi apparaît. Cette distance est sans doute à rapprocher à la longueur d'établissement de la couche limite

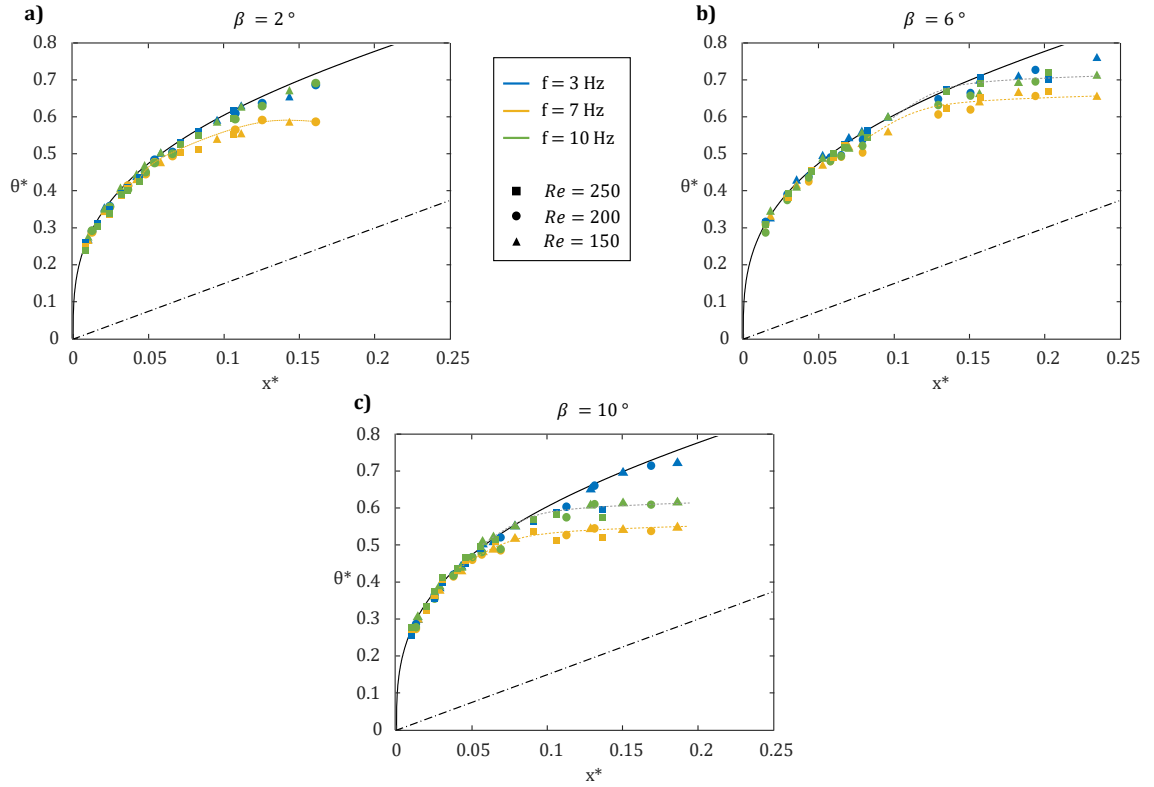


FIGURE 4.19 – Mesures de l'évolution spatiale de la température de paroi adimensionnée pour trois fréquences de perturbation f et trois nombres de Reynolds : a) $\beta = 2^\circ$, b) $\beta = 6^\circ$ et c) $\beta = 10^\circ$. Résultats pour, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

thermique, c'est-à-dire la distance nécessaire pour que l'épaisseur de la couche limite se rapproche de l'épaisseur moyenne du film et qu'un mélange se mette en place grâce aux vagues. Ainsi, en augmentant le nombre de Reynolds, la mise en place d'un mélange est repoussée à des valeurs de x plus élevées, mais x^* reste à peu près le même.

L'angle d'inclinaison β semble jouer un fort rôle sur l'intensification des transferts. Plus précisément, β semble contrôler la croissance spatiale, avec x ou x^* , du coefficient d'échange de chaleur avec la paroi. Toute chose égale par ailleurs, lorsque β augmente la température de paroi locale diminue. Afin de quantifier l'influence de l'angle d'inclinaison, le nombre de Nusselt Nu correspondant aux mesures a été calculé à partir des grandeurs sans dimension grâce à la relation $Nu = \frac{1}{\theta_w - \theta_{m,Q}}$ (issue du modèle de film plat théorique, voir Eq.(1.32), où la température moyenne du liquide est calculée à partir du bilan d'énergie théorique), son évolution est présentée sur la figure 4.20. Les résultats montrent une nette augmentation de l'intensification des transferts due à l'augmentation de l'inclinaison de la paroi : l'augmentation de Nu par rapport à la solution théorique du film plat atteint vers la sortie de l'écoulement environ 30% pour $\beta = 2^\circ$ et 100% pour $\beta = 10^\circ$ pour la fréquence de 7Hz et quel que soit Re .

Il a été montré que l'intensification est fortement liée au mélange du champ de température induit par les structures convectives dans le film, dont la taille dépend de

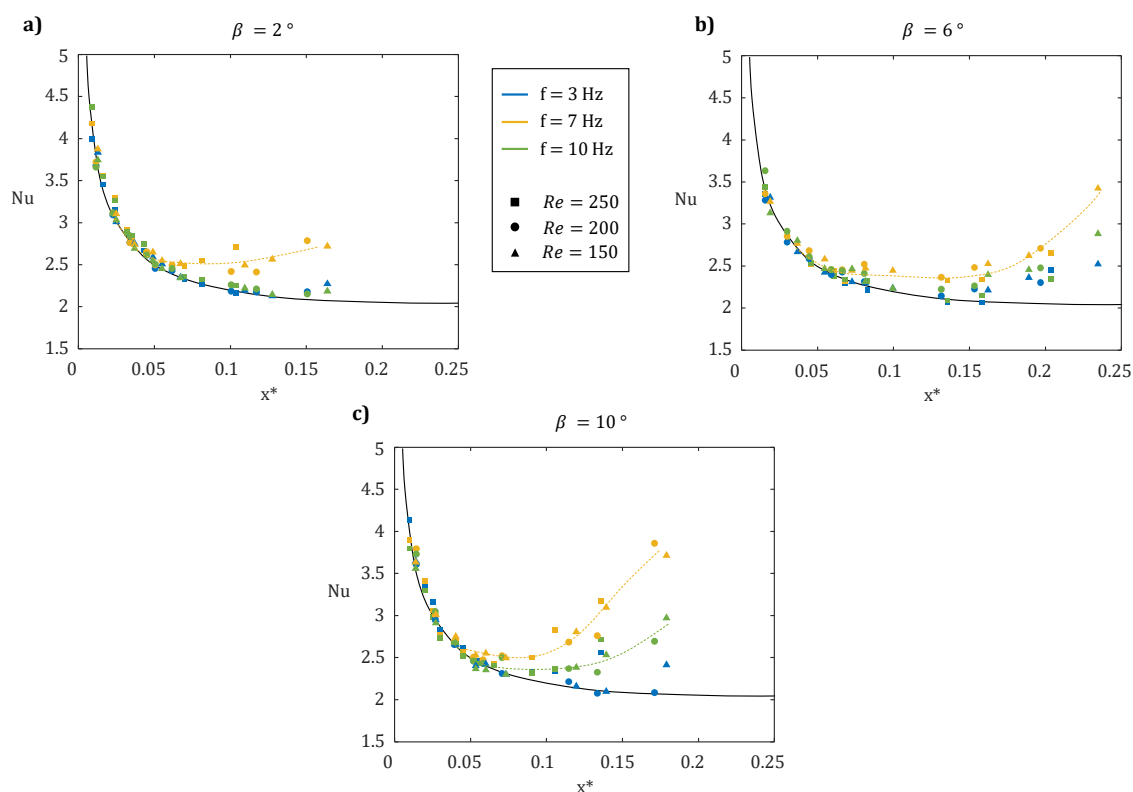


FIGURE 4.20 – Évolution spatiale du nombre de Nusselt caractérisant les transferts de chaleur entre la paroi et le film liquide pour trois fréquences de perturbation f et trois nombres de Reynolds : a) $\beta = 2^\circ$, b) $\beta = 6^\circ$ et c) $\beta = 10^\circ$. Résultats pour, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

l'amplitude de la vague. Au début de ce chapitre, sur la figure 4.1, il a été observé que Re avait un faible impact sur l'amplitude des vagues à la surface du film. En revanche, l'inclinaison de la paroi joue fortement sur cette amplitude, comme le montre la figure 4.21 qui représente l'amplitude relative des vagues A à $Re = 200$ pour deux fréquences aux trois inclinaisons. Il y est observé que l'amplitude est d'autant plus importante que l'angle d'inclinaison est grand, ce qui signifie que les structures convectives induites par ces vagues peuvent se développer pour occuper un plus grand volume à l'intérieur du film et ainsi générer en proportion davantage de mélange. L'effet de l'inclinaison est notable pour les deux fréquences représentées, mais c'est principalement pour la fréquence de 7 Hz que l'inclinaison permet aux vagues de dépasser des niveaux d'amplitude très importants permettant au mélange de s'étendre à une grande partie du film (niveau 2 de mélange).

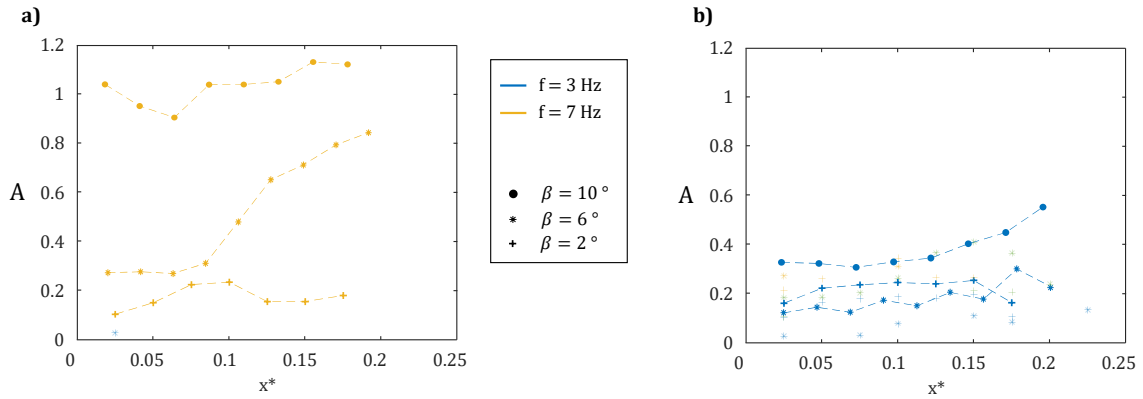


FIGURE 4.21 – Évolution spatiale du nombre de Nusselt caractérisant les transferts de chaleur entre la paroi et le film liquide pour trois fréquences de perturbation f et trois nombres de Reynolds : a) $\beta = 2^\circ$, b) $\beta = 6^\circ$ et c) $\beta = 10^\circ$. Résultats pour $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4 \text{ W/m}^2$.

4.2.4 Conclusion sur l'étude des transferts de chaleur entre le film liquide et la paroi chauffée

Les différentes techniques de mesures mises en place ont permis d'étudier l'influence de la fréquence de perturbation et du débit volumique de fluide sur les transferts de chaleur entre le liquide et la paroi chauffée. Les résultats montrent que l'intensification des transferts de chaleur est dépendante de la fréquence des perturbations, en particulier, sur la plage d'étude, les fréquences $f = 7$ et 8 Hz présentent la plus forte intensification tandis que les fréquences $f = 3$ et 5 Hz n'ont que très peu d'effets sur l'intensification, la fréquence $f = 10$ montre une intensification intermédiaire à $Re = 200$ et aucune intensification à $Re = 250$. Ces constats sont en accord avec les mesures de champ température à l'intérieur du liquide obtenu par PLIF : les cas où l'intensification est la plus forte correspondent aux mesures où le niveau de mélange du champ de température à l'intérieur du liquide est le plus élevé. De plus, il a été montré que l'augmentation du nombre de Reynolds n'a que peu d'effet sur l'intensification mais impacte la distance à parcourir avant de voir l'apparition du mélange. Enfin, un fort effet de l'inclinaison de la paroi a été observé, l'intensification augmentant avec l'angle d'inclinaison. Cette influence peut être expliquée par l'augmentation de l'amplitude relative des vagues, l'augmentation de l'angle d'inclinaison a pour effet d'augmenter le volume de liquide occupé par des structures de mélange convectif.

4.3 Mécanismes d'intensification

Dans cette partie, quelques pistes d'explication de l'intensification des transferts de chaleur entre le film et la paroi chauffée seront proposées. Les résultats présentés précédemment montrent que la présence des vagues à la surface du film a un effet sur les transferts de chaleur. Cependant, en l'absence d'une connaissance précise du champ

de vitesse, un mécanisme de l'intensification des transferts n'est pas toujours évident à préciser. Les paragraphes qui vont suivre ont pour but de proposer et de discuter de l'existence de phénomènes permettant d'expliquer les résultats obtenus.

4.3.1 Prélèvement de liquide chaud dans la couche limite thermique par le tourbillon principal

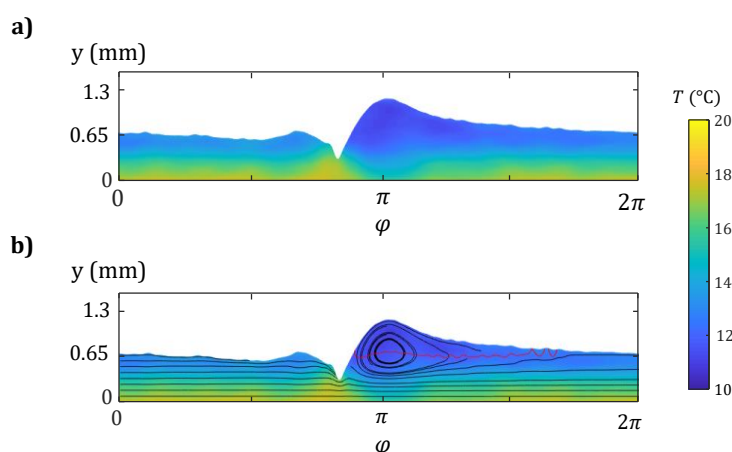


FIGURE 4.22 – Influence des lignes de courants obtenues à partir du modèle hydrodynamique de Kapitza-Shkadov sur l'établissement du champ de température à l'intérieur du film, a) présente le champ de température obtenu par PLIF seul et b) présente le même champ de température sur lequel sont superposées les lignes de courant, pour $f = 10$ Hz, $Re = 200$, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

Sur certaines images de champ de température PLIF présentées sur les figures 4.7 et 4.8, il est observé, sous la bosse principale de la vague, un refroidissement du liquide à proximité de la paroi. Par exemple, pour les mesures à $Re = 200$, ce phénomène est visible pour les mesures $f = 3$ Hz à $x = 240$ mm, $f = 7$ Hz à $x < 140$ mm ou $f = 10$ Hz à $x > 140$ mm, il s'agit principalement des mesures caractérisées par un mélange localisé. La figure 4.22 présente un exemple de mesure où le phénomène est observé, pour $f = 10$ Hz et $x = 160$ mm, avec et sans les lignes de courant obtenues par le modèle de Kapitza-Shkadov. Sur le champ de température, le tourbillon principal semble avoir prélevé du liquide chaud de la couche thermique pour le mélanger avec le liquide froid qui le compose. L'épaisseur de la couche limite étant réduite subitement, son développement recommence une fois le vortex du front principal passé. Or, c'est au début de son développement que les transferts sont les plus élevés dans une couche limite. C'est bien visible sur la figure 4.17, Nu décroît rapidement avec x lorsque la couche limite thermique s'épaissit. A chaque passage de vague, le tourbillon provoque un renouvellement du liquide chaud près de la paroi qui s'accompagne d'un refroidissement. La couche limite se remet donc à croître de nouveau, ce qui favorise l'intensification des transferts avec la paroi. Du fait de la périodicité des vagues, le phénomène se répète à intervalle régulier au passage de chaque front d'onde. L'amplitude

et la longueur d'onde des vagues peuvent être deux paramètres importants à prendre en compte dans la description de ce phénomène. Le refroidissement de la couche limite sous la bosse principale n'est pas observé pour les vagues les moins marquées car l'amplitude de la perturbation de surface doit être suffisante pour que le liquide soit prélevé à la couche limite. La fréquence des perturbations, et par extension la longueur d'onde, joue sur la croissance de la couche limite thermique : plus la fréquence augmente, moins la couche limite thermique se développe entre le passage de deux fronts d'onde. L'amplitude des vagues ainsi que leur longueur d'onde ne peuvent être étudiées séparément puis qu'elles varient ensemble avec la fréquence imposée pour la perturbation du film. En anticipant, une fréquence optimale de perturbation est donc celle pour qui la forme de la vague est adaptée à prélever le maximum de fluide à la couche limite thermique, tout en ayant une longueur d'onde adaptée à une croissance de la couche limite thermique la plus rapide possible.

Il est cependant important de constater que les lignes de courant présentées sur la figure 4.22 ne sont pas capables d'expliquer un tel effet. Dans ce modèle de champ de vitesse, le tourbillon ne s'approche pas suffisamment de la paroi pour coïncider avec le champ de température près de la paroi. D'autres phénomènes complémentaires doivent être apportés afin d'expliquer le mélange du champ de température observé. De plus, des études approfondies sont nécessaires pour comprendre la nature réelle du phénomène : si le centre du vortex est plus proche de la paroi que ne le laisse supposer le modèle théorique de Kapitza-Shkadov pour ponctionner du liquide à la couche limite thermique ou si l'effet du vortex est de restreindre la section d'écoulement et donc d'accélérer l'écoulement proche de la paroi, par exemple.

4.3.2 Déformation de la surface libre et transport de masse par les effets Marangoni

La dépendance à la température de la tension de surface de l'eau signifie que dans le cas d'un film perturbé chauffé les effets thermo-capillaires doivent être pris en compte. Les effets Marangoni peuvent induire un transport de masse dirigé vers les régions de la surface libre où la tension de surface est la plus forte, c'est-à-dire là où la température est la plus basse, comme les bosses. La figure 4.23 présente une comparaison des formes et amplitudes de vagues isothermes ou non, obtenues par PLIF pour $f = 10$ Hz, $Re = 200$, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m² dans le cas chauffé. La comparaison montre que le creux capillaire dans le cas isotherme est plus marqué que dans le cas chauffé et que la courbure des deux bosses l'entourant aussi est plus faible. Cela suggère que les forces thermo-capillaires jouent un rôle important sur l'établissement et la forme de la vague. Cette influence s'étend certainement aussi à l'établissement du champ de vitesse dans le fluide. Par exemple, comme schématisé sur la figure 4.24, le sommet de la vague étant plus froid que le creux capillaire, la force thermo-capillaire permet de transporter du liquide chaud provenant des creux capillaires vers les bosses des vagues. Ce qui permet au tourbillon de recirculation, qui se trouvent sous les bosses, de prélever du liquide chaud. Une modélisation complète du champ

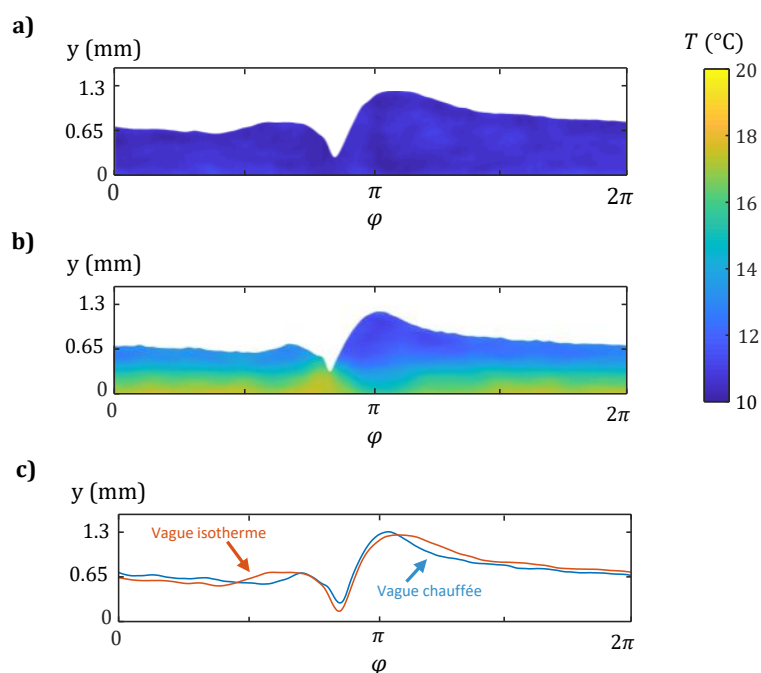


FIGURE 4.23 – Comparaison des épaisseurs de film au passage de vague dans le cas chauffé ou non, a) et b) correspondent respectivement aux mesures isothermes et chauffées et c) est une représentation des deux profils d'épaisseur, pour $f = 10$ Hz, $Re = 200$, $x = 160$ mm, $\beta = 10^\circ$, $T_0 = 10^\circ\text{C}$ et $q_w = 1.25 \cdot 10^4$ W/m².

de vitesse à l'intérieur du fluide, incluant l'ensemble des thermodépendances des propriétés du fluide, est nécessaire afin de quantifier la prévalence des effets Marangoni dans l'établissement de l'écoulement et sur l'intensification des transferts de chaleur.

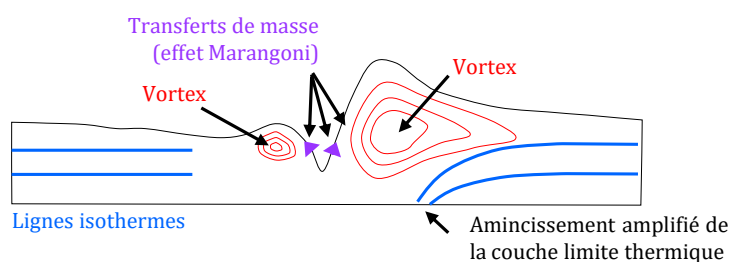


FIGURE 4.24 – Schématisation du mécanisme d'intensification des transferts vers les vortex de recirculation sous l'influence des effets Marangoni.

4.3.3 Retours d'écoulement sous les creux marqués

Dans les images de champ de température PLIF, pour les cas où le mélange est localisé ou étendu, un réchauffement du liquide est observé sous les creux des capillaires

les plus marqués. De par la forme de la zone de plus haute température, le liquide chaud semble provenir de la paroi et semble être aspiré vers la surface libre au passage du creux capillaire. Une nouvelle fois, le modèle de champ de vitesse utilisé ne permet pas d'expliquer cette observation. Une explication peut cependant être trouvée dans la littérature : lorsque la courbure des ondes capillaires est suffisamment forte, le gradient de pression résultant peut satisfaire les conditions d'apparition d'une séparation de couche limite. Ce phénomène a été mis en avant dans quelques études numériques [31, 32]. Un retour d'écoulement se met en place sous les creux capillaires et peut jouer le rôle d'ascenseur élevant le liquide chaud de la paroi vers la surface libre. La figure 4.25 montre les lignes de courant obtenues par le modèle de Kapitza-Shkadov issues de la figure 4.3 et permet de visualiser que le modèle ne capture pas l'existence du phénomène dans nos conditions. Une mesure obtenue par PLIF issue de la figure 4.22 est aussi représentée afin de pouvoir visualiser la similitude entre l'établissement du champ de température sous le creux capillaire et la forme des lignes de courant proposées par Dietze et al. [31]. Cependant, la grande différence entre les conditions expérimentales de la présente étude et celles utilisées par Dietze et al. ne permet pas d'affirmer la validité de la comparaison qui est effectuée.

La présence de ces structures de retour d'écoulement semble jouer un rôle majeur dans l'intensification des transferts de chaleur. Leur développement permet au liquide chaud proche de la paroi d'être transporté vers la surface libre pour ensuite être happé par le vortex sous la bosse principale et éventuellement par ceux présents dans les bosses secondaires des capillaires voisins. Lorsque le nombre de creux capillaires en amont du front de vague augmente et qu'ils s'enchaînent de façon rapprochée (comme dans la mesure $Re = 200$, $f = 7$ Hz, $x = 240$ mm de la figure 4.7 par exemple), la couche limite thermique est décollée et le mélange à l'intérieur du film conduit à une uniformisation rapide du champ de température, il s'agit là d'une piste pour expliquer la transition vers le mélange étendu (niveau 2) où l'intensification des transferts est la plus importante. Des études expérimentales très approfondies sont nécessaires afin de caractériser plus avant l'influence de ces structures sur l'établissement du champ de vitesse et sur les transferts de chaleur entre le film liquide et la paroi chauffée.

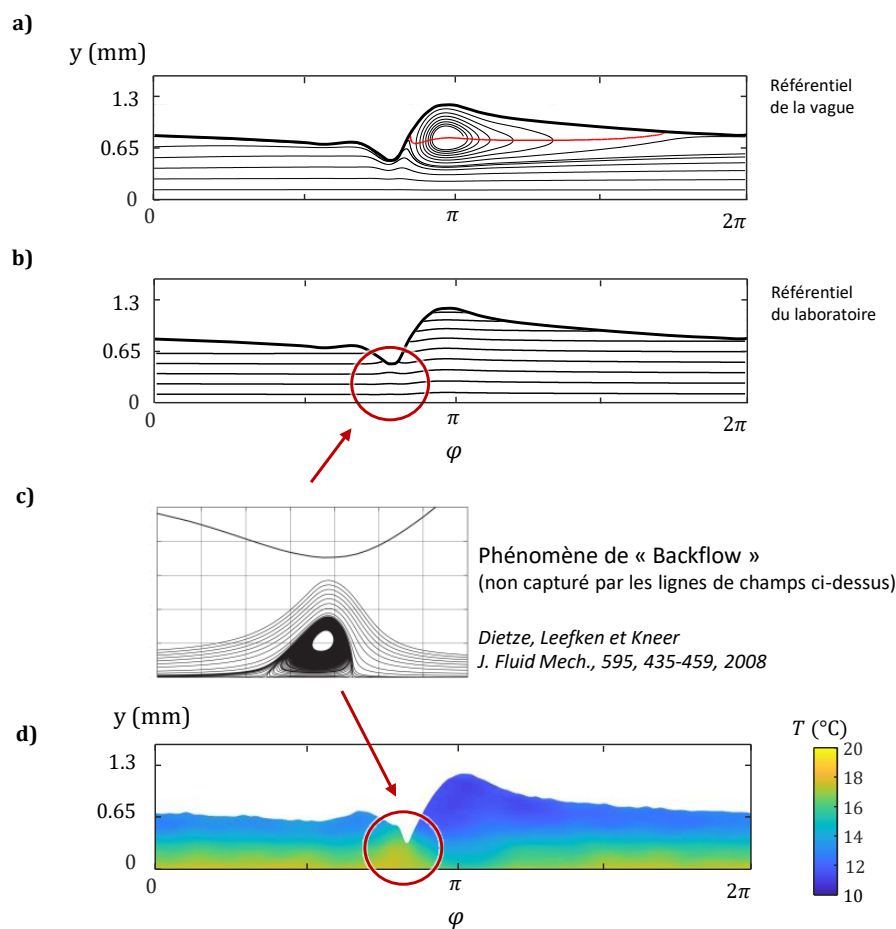


FIGURE 4.25 – Illustration du phénomène de retour d’écoulement pouvant se développer sous les creux capillaires marqués, a) et b) correspondent respectivement aux lignes de champ dans le repère de l’onde et du laboratoire issues de la figure 4.3, c) est un exemple de lignes de courant obtenues par modélisation extrait de Dietze et al. [31] et d) est un exemple de champ de température issu de la figure 4.22 où un retour d’écoulement peut s’être développé.

4.3.4 Combinaison des potentiels mécanismes d’intensification de transferts de chaleur

Dans cette partie, plusieurs mécanismes complémentaires ont été proposés afin d’expliquer les formes de champs de température observés à l’aide de la technique d’imagerie PLIF. La combinaison de ces phénomènes, schématisée sur la figure 4.26, induit un mélange convectif fort à l’intérieur du fluide conduisant, à terme et si les conditions sont réunies, à l’uniformisation du champ de température à l’intérieur du film liquide. A l’intérieur d’un motif de vague, un retour d’écoulement se développe sous un creux capillaire et remonte du liquide chaud de la couche limite thermique proche de la paroi chauffée vers la surface libre. Ce transport permet aux recirculations trans-

portées dans les bosses de la vague, de pouvoir ponctionner le liquide chaud et de le mélanger avec le liquide froid qu'ils contiennent, refroidissant le liquide à proximité de la paroi. Ce refroidissement se traduit par un amincissement de la couche limite thermique à proximité de la paroi, et donc à l'augmentation des transferts de chaleur, qui va reprendre sa croissance le long de la décroissance de la vague.

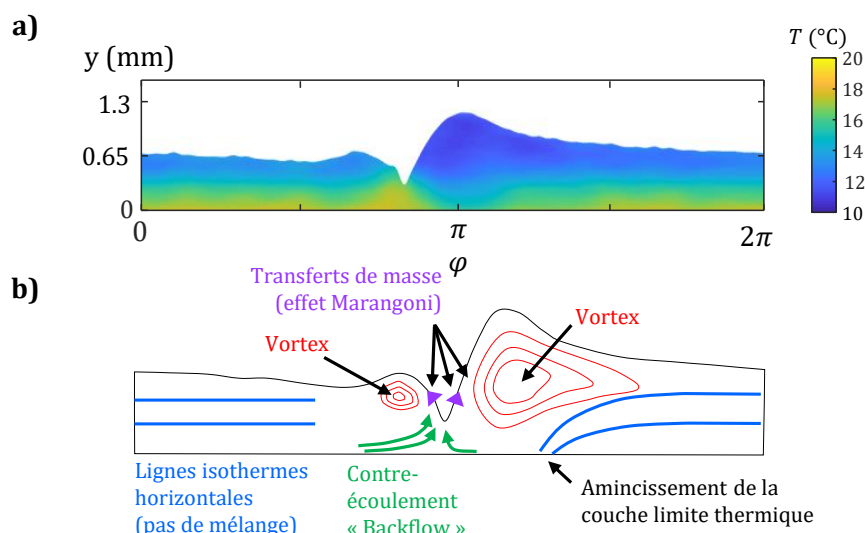


FIGURE 4.26 – Illustration de l'ensemble des mécanismes proposés pour expliquer l'intensification des transferts de chaleur dans le film, a) est un champ de température issu de 4.22 et b) est un schéma explicatif.

4.3.5 Conclusion

La comparaison des résultats obtenus par les deux techniques de mesures de fluorescence induite par laser, ponctuelle et imagerie, a permis d'obtenir des informations nouvelles sur les transferts de chaleur entre une paroi chauffée et un film liquide parcouru par des vagues de surface. En particulier, l'obtention des champs de température dans l'épaisseur du film au cours d'un motif de vague a permis de mettre en avant l'existence de structures à l'intérieur du liquide et leur évolution spatiale.

Une étude paramétrique a permis de mettre en évidence l'effet de la fréquence de perturbation sur les transferts de chaleur le long de l'écoulement pour deux débits volumiques de liquide. La transition du champ de température entre différents niveaux de mélange a été mise en avant.

Enfin, plusieurs phénomènes se mettant en place au sein du film perturbé ont été proposés afin d'expliquer le développement du champ de température à l'intérieur du film. Cependant, aucun modèle ne permet actuellement de conclure sur l'importance des mécanismes de transfert bien que les phénomènes de transfert de masse convectif semblent jouer un rôle majeur.

Conclusions et perspectives

Conclusions

Dans ce mémoire ont été présentés les résultats d'une étude expérimentale de l'intensification des transferts de chaleur entre un film liquide ruisselant et une paroi chauffée induite par la présence de vagues à la surface du film. La surface libre mobile et l'épaisseur sub-millimétrique des écoulements de films rendent difficile l'étude des phénomènes de transferts de chaleur, en particulier lorsqu'il s'agit de mesures à l'intérieur du liquide.

Afin d'explorer l'influence des vagues de surface sur les transferts de chaleur à l'intérieur d'un film d'eau, un dispositif expérimental a été développé : le film liquide s'écoule sur une paroi faite d'une feuille de titane de 100 μm d'épaisseur chauffée par effet Joule. Le dispositif permet notamment de contrôler le débit du liquide, l'inclinaison de la paroi, le flux de chaleur imposé à la paroi et la fréquence de forçage des vagues, rendant possible l'étude de l'influence de ces différents paramètres sur les mécanismes locaux associant hydrodynamique et phénomènes de transfert concourant à l'intensification des transferts de chaleur.

La principale originalité de ce travail est le développement de diagnostics optiques non-intrusifs afin de caractériser l'évolution spatio-temporelle du champ de température à l'intérieur du film et son développement le long de l'écoulement. Pour cela, différents diagnostics optiques ont été mis en œuvre, dont principalement deux applications de la technique de fluorescence induite par laser à deux colorants et deux couleurs (2c2d-LIF) :

- L'utilisation d'une source laser continue permet d'exciter la fluorescence dans le régime d'excitation dit linéaire, qui a pour avantage de permettre une acquisition du signal de fluorescence local à haute cadence. La mise en solution de deux colorants dans le liquide, le Kiton Red et la Rhodamine 540, a permis d'utiliser la technique 2c2d-LIF pour mesurer à la fois l'épaisseur et la température moyenne locale du film avec une bonne précision au passage des vagues sans qu'elle soit perturbée par la déformation de l'interface libre.
- Dans un second temps, une source laser pulsée a été utilisée pour exciter la fluorescence, ce qui conduit à travailler dans le régime d'excitation dit saturé. La mesure est réalisée dans un plan laser de quelques dizaines de micromètres d'épaisseur et parallèle à l'écoulement ; l'impulsion laser de 5 nanosecondes permet d'obtenir une image instantanée du champ de fluorescence à l'intérieur du

film et ainsi de celle du champ de température. Cependant, la longueur d'onde des vagues étant de plusieurs ordres de grandeurs supérieure à l'épaisseur du film, il est nécessaire d'assembler des images prises à différentes phases de la période d'une vague pour reconstruire une vision spatio-temporelle du champ de température. Pour cela, la fréquence de répétition de l'impulsion laser est décalée légèrement par rapport à la fréquence de perturbation des vagues. Ainsi, l'image obtenue à chaque impulsion laser est légèrement déphasée par rapport à la précédente. Un algorithme de reconstruction, permettant d'assembler une série d'images a été mis en place afin d'obtenir une image du motif de vague complet. L'utilisation d'un couple de colorants, Fluorescéine et Sulforhodamine 640, plus adapté aux puissances d'excitation élevées rencontrées avec des lasers pulsés, permet d'appliquer une déclinaison de la technique 2c2d LIF à de l'imagerie (PLIF) et de caractériser le champ de température à l'intérieur de films liquides minces parcourus par des instabilités de surface.

- Un ensemble de thermocouples a été fixé à la paroi chauffée afin de déterminer sa température locale en différents points. La mesure de cette grandeur est nécessaire pour quantifier l'intensification des transferts de chaleur entre la paroi et le film liquide, qui se traduit dans le cas d'un flux de chaleur imposé, par une réduction de l'élévation de la température de paroi par rapport au cas du film plat.

L'utilisation de ces techniques de mesure non-intrusives a permis de caractériser l'influence de la déformation de la surface libre sur l'établissement du champ de température à l'intérieur du film et l'évolution du coefficient d'échange de chaleur entre le film et la paroi. Les expériences ont permis de mettre en évidence l'influence de plusieurs paramètres : le débit volumique du liquide (analogue au nombre de Reynolds de l'écoulement), la fréquence de perturbation de la surface libre du film ainsi que l'inclinaison de la paroi. L'analyse des images de température obtenues par 2c2d-PLIF met en évidence le rôle prépondérant du mélange dans l'intensification des transferts. Pour des vagues de faibles amplitudes, le mélange est très limité et la température est stratifiée avec des isothermes parallèles à la paroi, comme à l'intérieur des films plats laminaires.

Avec l'augmentation de l'amplitude des vagues et de la distance à l'entrée de l'écoulement, les zones affectées par le mélange s'étendent et se multiplient progressivement. Le mélange est d'abord localisé à quelques zones spécifiques où se situent des structures convectives : il a été observé que des tourbillons font circuler le liquide dans la bosse principale de la vague et parfois dans les bosses des ondulations capillaires lorsque leur amplitude est suffisante. Il y est observé la présence d'une zone de liquide froid et sous les recirculations, une diminution de la température du liquide a lieu à proximité de la paroi. Dans les films où les ondulations capillaires sont les plus marquées, un courant ascendant, certainement attribuable à un écoulement de retour, semble assurer sous les creux capillaires la remontée de liquide chaud depuis le voisinage de la paroi.

Bien que les recirculations dans les bosses des vagues soient bien connues, le modèle réduit qui a été utilisé pour calculer le champ de vitesse ne permet pas d'expliquer les phénomènes de transfert, les lignes de courant ne coïncidant pas avec le champ de température. Ainsi, des mécanismes ont été proposés afin d'expliquer les phénomènes observés. Les forces thermo-capillaires induites par les effets Marangoni à la surface du film tendent à déplacer le fluide des zones froides (bosse de la vague) vers les zones chaudes (creux de la vague), le transport de masse qui en résulte pouvant accélérer la rotation de la recirculation principale et lui permettre de mélanger une plus grande quantité de fluide. De plus, le développement d'écoulements de retour sous les creux capillaires a été rapporté dans la littérature, dans les configurations où les ondulations capillaires sont suffisamment marquées. Ces structures ont pour effet de transporter du liquide chaud de la paroi vers la surface libre. Il a été montré que la fréquence de perturbation des vagues a un effet majeur sur le développement des vagues et des structures convectives qui y sont associées, mais il est cependant difficile d'affirmer qu'il existe une fréquence optimale du point de vue de l'intensification des transferts, généralisable à d'autres configurations. Le débit volumique de liquide (et donc le nombre de Reynolds) semble lui aussi jouer un rôle important sur l'intensification des transferts. Lorsqu'il augmente, l'épaisseur du film augmente et l'amplitude des vagues diminue, ce qui s'oppose au développement des structures convectives et à leur interaction avec le liquide chaud à proximité de la paroi.

La mesure très précise des évolutions temporelles de l'épaisseur et de la température moyenne dans l'épaisseur du film obtenues par la mesure LIF ponctuelle a permis de confirmer la présence des différentes structures observées sur les images de champ de température. En particulier, l'étude de la corrélation entre la température moyenne et l'épaisseur du film a mis en évidence que des structures convectives sont à l'œuvre dans les bosses et les creux des vagues, la température mesurée dans ces zones variant considérablement par rapport à celle attendue pour un film plat de même épaisseur.

La mesure de la température de paroi a permis de caractériser l'intensification des transferts de chaleur dans le système, d'un point de vue global et quasi-stationnaire. L'évolution du nombre de Nusselt le long de la paroi a été caractérisée en fonction des différents paramètres expérimentaux. Il en ressort que les cas où la plus forte intensification est observée correspondent aux cas où le mélange thermique est le plus important. En plus de la fréquence de perturbation et du débit, l'influence de l'angle d'inclinaison de la paroi a aussi été analysée. Il en ressort que, sur la plage étudiée, plus l'inclinaison est élevée, plus l'intensification est élevée. Ceci peut s'expliquer, de la même manière que pour l'influence du débit, par l'amincissement du film qui permet une meilleure interaction entre le liquide chaud à proximité de la paroi chauffée et les structures convectives.

Perspectives

De nombreuses perspectives sont ouvertes suite à ce travail, autant pour l'amélioration des diagnostics optiques que pour la modélisation des phénomènes d'interaction entre l'hydrodynamique et les transferts de chaleur.

Perspectives sur la technique d'imagerie PLIF

L'utilisation d'un laser pulsé dans ces travaux a permis d'obtenir des images du champ de température figées dans le temps. Le processus de reconstruction du motif de vagues complet nécessite de parfaitement connaître la longueur d'onde du motif étudié et du déphasage entre les différentes images de vagues, vagues qui doivent être strictement identiques. Ainsi, la méthode souffre de limitations dues à l'imprécision de la différence de fréquence entre l'excitation et l'acquisition et à la légère différence entre les formes des vagues successives. L'utilisation d'une caméra rapide couplée à une source laser haute fréquence permettrait de résoudre le passage complet d'une seule et même vague. Une seconde amélioration serait l'utilisation d'une paroi chauffée transparente, en verre ITO par exemple, qui résoudrait un grand nombre de problèmes liés à la traversée de la surface libre du film et aux réflexions du faisceau laser aux différentes interfaces, en particulier à la paroi. Finalement, un couplage de la mesure de température PLIF avec une mesure du champ de vitesse par PIV par exemple, permettrait de mieux comprendre et de quantifier les mécanismes de transport à l'intérieur du film.

La technique d'imagerie PLIF pourrait aussi être utilisée pour étudier les ondulations (« rivelets ») thermo-capillaires qui se développent lorsque la densité de flux de chaleur en paroi est suffisamment grande. En plaçant la nappe laser non plus parallèle mais transverse à l'écoulement, il serait alors possible d'obtenir des mesures résolues dans le temps et l'espace du champ de température dans le liquide. Ceci permettrait d'étudier les phénomènes de transports de masse et de chaleur par les effets Marangoni. En conservant le forçage des instabilités, il est aussi possible d'observer le couplage entre les structures de vagues inertielles et les ondulations thermo-capillaires.

Perspectives sur la technique LIF ponctuelle

Bien que les informations apportées par la sonde LIF ponctuelle telle qu'elle a été développée ne permettent pas de caractériser les mécanismes en jeu à l'intérieur des films, quelques modifications lui permettraient d'accéder à des mesures plus localisées dans l'espace, dans l'épaisseur du film en particulier. La principale limite à la diminution du volume de mesure est qu'il est difficile de s'affranchir de la contribution des rayons lumineux provenant de l'axe optique de l'objectif servant à l'émission du faisceau laser et à la collection du signal de fluorescence : leur contribution reste importante même loin du plan focal de l'objectif. Une solution serait d'utiliser un objectif à fort taux de grandissement qui n'intègre pas la lumière sur son axe optique, comme les objectifs de type Cassegrain par exemple. Une autre solution pour limiter la taille du volume de collection serait d'utiliser la fluorescence bi-photonique, en concentrant

fortement l'excitation laser au volume de mesure, qui permettrait de limiter l'émission fluorescente dans un volume très proche du foyer objet de l'objectif.

De par son faible encombrement et la petite taille de la fenêtre optique nécessaire pour réaliser la mesure, la sonde LIF ponctuelle peut être utilisée pour effectuer des mesures dans des environnements où l'instrumentation est difficile. Il s'agit d'une problématique importante de l'étude des transferts de masse dans les films ruisselants ou de l'étude du développement des instabilités de surface en présence de contre-écoulement de gaz qui nécessitent que le film soit confiné.

Perspectives sur la modélisation de l'interaction entre hydrodynamique et transfert de chaleur

La modélisation n'a pas été un élément central de ces travaux et s'est limitée à l'utilisation de modèles connus et dont les hypothèses sont restrictives. Une étude paramétrique faisant intervenir un plus grand nombre de paramètres permettrait en particulier de fournir suffisamment de données pour permettre aux équipes travaillant sur la modélisation et la simulation des écoulements de films ruisselants sur une paroi chauffée de confronter leurs modèles aux résultats expérimentaux. En ce sens, une collaboration avec le laboratoire LOCIE de l'Université Savoie Mont Blanc est prévue.

Bibliographie

- [1] P. Adomeit and U. Renz. Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films. *International Journal of Multiphase Flow*, 26(7) :1183 – 1208, 2000.
- [2] F. Al-Sibai, A. Leefken, and U. Renz. Local and instantaneous distribution of heat transfer rates through wavy films. *International Journal of Thermal Sciences*, 41(7) :658 – 663, 2002.
- [3] C. Albert, A. Tezuka, and D. Bothe. Global linear stability analysis of falling films with inlet and outlet. *Journal of Fluid Mechanics*, 745 :444–486, 2014.
- [4] T. B. Benjamin. The development of three-dimensional disturbances in an unstable film of liquid flowing down an inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 10(3) :401–419, 1961.
- [5] D. J. Benney. Long waves on liquid films. *Journal of Mathematics and Physics*, 45(1-4) :150–155, 1966.
- [6] T. Bohr, V. Putkaradze, and S. Watanabe. Averaging theory for the structure of hydraulic jumps and separation in laminar free-surface flows. *Phys. Rev. Lett.*, 79 :1038–1041, 1997.
- [7] G. Castanet, T. Liénart, and F. Lemoine. Dynamics and temperature of droplets impacting onto a heated wall. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 52(3) :670 – 679, 2009.
- [8] N. Cellier and C. Ruyer-Quil. A new family of reduced models for non-isothermal falling films. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 154 :119700, 2020.
- [9] A. Charogiannis, J. S. An, and C. N. Markides. A simultaneous planar laser-induced fluorescence, particle image velocimetry and particle tracking velocimetry technique for the investigation of thin liquid-film flows. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 68 :516 – 536, 2015.
- [10] A. Charogiannis, F. Denner, B. G. M. van Wachem, S. Kalliadasis, and C. N. Markides. Detailed hydrodynamic characterization of harmonically excited falling-film flows : A combined experimental and computational study. *Phys. Rev. Fluids*, 2 :014002, 2017.
- [11] A. Charogiannis and C. N. Markides. Spatiotemporally resolved heat transfer measurements in falling liquid-films by simultaneous application of planar laser-induced fluorescence (plif), particle tracking velocimetry (ptv) and infrared (ir) thermography. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 107 :169 – 191, 2019.
- [12] A. Charogiannis, I. Zadrazil, and C. N. Markides. Thermographic particle velocimetry (TPV) for simultaneous interfacial temperature and velocity measurements. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 97 :589 – 595, 2016.

- [13] W. Chaze. *Étude de l'impact de gouttes sur paroi chaude dans les conditions de l'effet Leidenfrost*. PhD thesis, Université de Lorraine, 2017.
- [14] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet, and F. Lemoine. The saturation of the fluorescence and its consequences for laser-induced fluorescence thermometry in liquid flows. *Experiments in Fluids*, 57(4) :58, Apr 2016.
- [15] W. Chaze, O. Caballina, G. Castanet, and F. Lemoine. Spatially and temporally resolved measurements of the temperature inside droplets impinging on a hot solid surface. *Experiments in Fluids*, 58(8), 2017.
- [16] M. Chhay, D. Dutykh, M. Gisclon, and C. Ruyer-Quil. New asymptotic heat transfer model in thin liquid films. *Applied Mathematical Modelling*, 48 :844 – 859, 2017.
- [17] E. Chinnov. Wave – thermocapillary effects in heated liquid films at high reynolds numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 71 :106 – 116, 2014.
- [18] E. Chinnov and S. Abdurakipov. Thermal entry length in falling liquid films at high reynolds numbers. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 56(1) :775 – 786, 2013.
- [19] E. Chinnov and O. Kabov. Jet formation in gravitational flow of a heated wavy liquid film. *Journal of Applied Mechanics and Technical Physics*, 44 :708–715, 09 2003.
- [20] E. A. Chinnov and S. S. Abdurakipov. Influence of artificial disturbances on characteristics of the heated liquid film. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 113 :129 – 140, 2017.
- [21] E. A. Chinnov, E. N. Shatskii, and O. A. Kabov. Evolution of the temperature field at the three-dimensional wave front in a heated liquid film. *High Temperature*, 50(1) :98–105, 2012.
- [22] E. N. Chinnov, E. A. and Shatskii. Effect of thermocapillary perturbations on the wave motion in heated falling liquid film. *Technical Physics Letters*, 36(1) :53–56, 2010.
- [23] J. Cohen Sabban, J. Gaillard-Groleas, and P.-J. Crepin. Quasi-confocal extended field surface sensing. *Proceedings of SPIE - The International Society for Optical Engineering*, 01 2001.
- [24] J. Coppeta and C. Rogers. Dual emission laser induced fluorescence for direct planar scalar behavior measurements. *Experiments in Fluids*, 25(1) :1 – 15, 1998.
- [25] M. C. Dallaston, D. Tseluiko, and S. Kalliadasis. Dynamics of a thin film flowing down a heated wall with finite thermal diffusivity. *Phys. Rev. Fluids*, 1 :073903, 2016.
- [26] E. J. Davis. Exact solutions for a class of heat and mass transfer problems. *The Canadian Journal of Chemical Engineering*, 51(5) :562–572, 1973.
- [27] E. A. Demekhin, E. N. Kalaidin, S. Kalliadasis, and S. Y. Vlaskin. Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. i. scenarios of two-dimensional–three-dimensional transition. *Physics of Fluids*, 19(11) :114103, 2007.

- [28] F. Denner, A. Charogiannis, M. Pradas, C. N. Markides, B. G. M. van Wachem, and S. Kalliadasis. Solitary waves on falling liquid films in the inertia-dominated regime. *Journal of Fluid Mechanics*, 837 :491–519, 2018.
- [29] V. Depredurand, P. Miron, A. Labergue, M. Wolff, G. Castanet, and F. Lemoine. A temperature-sensitive tracer suitable for two-colour laser-induced fluorescence thermometry applied to evaporating fuel droplets. *Measurement Science and Technology*, 19 :105403, 09 2008.
- [30] G. Dietze and R. Kneer. Flow separation in falling liquid films. *Frontiers in Heat and Mass Transfer*, 2, 2011.
- [31] G. F. Dietze, A. Leefken, and R. Kneer. Investigation of the backflow phenomenon in falling liquid films. *Journal of Fluid Mechanics*, 595 :435–459, 2008.
- [32] G. F. Dietze, W. Rohlf, K. Nährich, R. Kneer, and B. Scheid. Three-dimensional flow structures in laminar falling liquid films. *Journal of fluid mechanics*, 743 :75–123, 2014.
- [33] P. Dunand. *Étude de l'impact de goutte sur une paroi chaude en régime de Leidenfrost*. PhD thesis, Université de Lorraine, 2012.
- [34] P. Dunand, G. Castanet, and F. Lemoine. A two-color planar lif technique to map the temperature of droplets impinging onto a heated wall. *Experiments in Fluids*, 52(4) :843 – 856, 2012.
- [35] S. J. D. D'Alessio, C. J. M. P. Seth, and J. P. Pascal. The effects of variable fluid properties on thin film stability. *Physics of Fluids*, 26(12) :122105, 2014.
- [36] D. P. Frisk and E. Davis. The enhancement of heat transfer by waves in stratified gas-liquid flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 15(8) :1537 – 1552, 1972.
- [37] Goodfellow. Goodfellow material properties. <http://www.goodfellow.com/PDF/TAB004F.pdf>, 2020.
- [38] D. A. Goussis and R. E. Kelly. Surface wave and thermocapillary instabilities in a liquid film flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 223, 1991.
- [39] O. Kabov, I. Marchuk, A. Saprikina, and E. Chinnov. Temperature pulsations and thermocapillary effects on the surface of a wavy heated liquid film. *Fluid Dynamics - FLUID DYN*, 43 :596–604, 08 2008.
- [40] O. A. Kabov, B. Scheid, I. A. Sharina, and J.-C. Legros. Heat transfer and rivulet structures formation in a falling thin liquid film locally heated. *International Journal of Thermal Sciences*, 41(7) :664 – 672, 2002.
- [41] Y. Kabova, V. Kuznetsov, and O. Kabov. Temperature dependent viscosity and surface tension effects on deformations of non-isothermal falling liquid film. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 55(4) :1271 – 1278, 2012.
- [42] S. Kalliadasis, C. Ruyer-Quil, B. Scheid, and M. G. Velarde. *Falling Liquid Films*, volume 176. Springer-Verlag London, 2012.

- [43] P. L. Kapitza. Wave flow of thin layers of viscous liquid. Part I. Free flow. *Zhurnal Eksperimentalnoi i Teoreticheskoi Fiziki*, 18 :3–18, 1948.
- [44] P. L. Kapitza. Wave flow of thin layers of a viscous fluid. In D. TER HAAR, editor, *Collected Papers of P.L. Kapitza*, number 43, pages 662 – 709. Pergamon, 1965.
- [45] P. L. Kapitza and S. P. Kapitza. Wave flow of thin layers of a viscous fluid. iii. experimental study of the wave flow regime. *Zh. Eksp. Teor. Fiz*, 19 :105–120, 1949.
- [46] J. D. Killion and S. Garimella. A critical review of models of coupled heat and mass transfer in falling-film absorption. *International Journal of Refrigeration*, 24(8) :755 – 797, 2001.
- [47] N. Kofman. *Films liquides tombants avec ou sans contre-écoulement de gaz : application au problème de l'engorgement dans les colonnes de distillation*. PhD thesis, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2014.
- [48] N. Kofman, S. Mergui, and C. Ruyer-Quil. Characteristics of solitary waves on a falling liquid film sheared by a turbulent counter-current gas flow. *International Journal of Multiphase Flow*, 95 :22 – 34, 2017.
- [49] J. Koskie, I. Mudawar, and W. Tiederman. Parallel-wire probes for measurement of thick liquid films. *International Journal of Multiphase Flow*, 15(4) :521 – 530, 1989.
- [50] G. Lavalley, N. Grenier, S. Mergui, and G. F. Dietze. Solitary waves on superconfined falling liquid films. *Phys. Rev. Fluids*, 5 :032001, 2020.
- [51] T. Lee. *Thermal and Flow Measurements*. CRC Press, 2008.
- [52] V. Lel, F. Al-Sibai, A. Leefken, and U. Renz. Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique. *Experiments in Fluids*, 39 :856–864, 2005.
- [53] V. Lel, H. Stadler, A. Pavlenko, and R. Kneer. Evolution of metastable quasi-regular structures in heated wavy liquid films. *Heat and Mass Transfer*, 43(11) :1121–1132, 2007.
- [54] V. V. Lel, A. Kellermann, G. Dietze, R. Kneer, and A. N. Pavlenko. Investigations of the marangoni effect on the regular structures in heated wavy liquid films. *Experiments in Fluids*, 44(2) :341–354, 2008.
- [55] F. Lemoine and G. Castanet. Temperature and chemical composition of droplets by optical measurement techniques : a state-of-the-art review. *Experiments in fluids*, 54(7), 2013.
- [56] J. Liu, J. D. Paul, and J. P. Gollub. Measurements of the primary instabilities of film flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 250 :69–101, 1993.
- [57] P. Luchini and F. Charru. The phase lead of shear stress in shallow-water flow over a perturbed bottom. *Journal of Fluid Mechanics*, 665 :516–539, 2010.
- [58] D. Maillet, S. André, J.-C. Batsale, A. Degiovanni, and C. Moyne. *Thermal Quadrupoles, Solving the heat equation through integral transforms*. Wiley-Blackwell, 2000.

- [59] C. N. Markides, R. Mathie, and A. Charogiannis. An experimental study of spatio-temporally resolved heat transfer in thin liquid-film flows falling over an inclined heated foil. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 93 :872 – 888, 2016.
- [60] R. Mathie and C. Markides. Heat transfer augmentation in unsteady conjugate thermal systems – part i : Semi-analytical 1-d framework. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 56(1) :802 – 818, 2013.
- [61] R. Mathie, H. Nakamura, and C. N. Markides. Heat transfer augmentation in unsteady conjugate thermal systems – part ii : Applications. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 56(1) :819 – 833, 2013.
- [62] M. Mendez, B. Scheid, and J.-M. Buchlin. Low kapitza falling liquid films. *Chemical Engineering Science*, 170 :122 – 138, 2017. 13th International Conference on Gas-Liquid and Gas-Liquid-Solid Reactor Engineering.
- [63] M. Mittermaier and F. Ziegler. The impact of viscosity on the combined heat, mass and momentum transfer in laminar liquid falling films. *Heat and Mass Transfer*, 54, 11 2017.
- [64] A. Miyara. Numerical analysis on flow dynamics and heat transfer of falling liquid films with interfacial waves. *Heat and Mass Transfer*, 35(4) :298–306, 1999.
- [65] F. Moisy, M. Rabaud, and K. Salsac. A synthetic schlieren method for the measurement of the topography of a liquid interface. *Experiments in Fluids*, 46 :1021–1036, 2009.
- [66] I. Mudawar and R. A. Houpt. Measurement of mass and momentum transport in wavy-laminar falling liquid films. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 36(17) :4151 – 4162, 1993.
- [67] C. Nakaya. Long waves on a thin fluid layer flowing down an inclined plane. *The Physics of Fluids*, 18(11) :1407–1412, 1975.
- [68] T. Nosoko, P. Yoshimura, T. Nagata, and K. Oyakawa. Characteristics of two-dimensional waves on a falling liquid film. *Chemical Engineering Science*, 51(5) :725 – 732, 1996.
- [69] W. Nusselt. Die oberflächenkondensation des wasserdampfes. *Z. Vereins deutscher Ingenieure*, 1916.
- [70] C. D. Park and T. Nosoko. Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer. *AIChE Journal*, 49(11) :2715–2727, 2003.
- [71] J. Pascal, N. Gonputh, and S. D’Alessio. Long-wave instability of flow with temperature dependent fluid properties down a heated incline. *International Journal of Engineering Science*, 70 :73 – 90, 2013.
- [72] L. Perrin, G. Castanet, and F. Lemoine. Characterization of the evaporation of interacting droplets using combined optical techniques. *Experiments in fluids*, 56(29), 2015.
- [73] S. Portalski and A. Clegg. Interfacial area increase in rippled film flow on wetted wall columns. *Chemical Engineering Science*, 26(6) :773 – 784, 1971.

- [74] A. Pumir, P. Manneville, and Y. Pomeau. On solitary waves running down an inclined plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 135 :27–50, 1983.
- [75] A. Roberts. Low-dimensional models of thin film fluid dynamics. *Physics Letters A*, 212(1) :63 – 71, 1996.
- [76] R. Roberts and H.-C. Chang. Wave enhanced interfacial transfer. *Chemical Engineering Science*, 55 :1127–1141, 2000.
- [77] C. Ruyer-Quil, N. Kofman, D. Chasseur, and S. Mergui. Dynamics of falling liquid films. *The European Physical Journal E*, 37(4) :30, 2014.
- [78] C. Ruyer-Quil and P. Manneville. Modeling film flows down inclined planes. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 6(2) :277–292, 1998.
- [79] C. Ruyer-Quil and P. Manneville. Improved modeling of flows down inclined planes. *The European Physical Journal B - Condensed Matter and Complex Systems*, 15(2) :357–369, 2000.
- [80] C. Ruyer-Quil and P. Manneville. On the speed of solitary waves running down a vertical wall. *Journal of Fluid Mechanics*, 531 :181–190, 2005.
- [81] A. Schagen and M. Modigell. Local film thickness and temperature distribution measurement in wavy liquid films with a laser-induced luminescence technique. *Experiments in Fluids*, 43(2) :209–221, 2007.
- [82] A. Schagen, M. Modigell, G. Dietze, and R. Kneer. Simultaneous measurement of local film thickness and temperature distribution in wavy liquid films using a luminescence technique. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 49(25) :5049 – 5061, 2006.
- [83] B. Scheid, C. Ruyer-Quil, and P. Manneville. Wave patterns in film flows : modelling and three-dimensional waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 562 :183–222, 2006.
- [84] W. Sha, T. Chien, J. Sun, and B. Chao. Analysis of large-scale tests for ap-600 passive containment cooling system. *Nuclear Engineering and Design*, 232(2) :197 – 216, 2004.
- [85] V. Shkadov. Wave flow regimes of a thin layer of viscous fluid subject to gravity. *Fluid Dynamics*, 2 :29–34, 01 1967.
- [86] J. Shmerler and I. Mudawwar. Local heat transfer coefficient in wavy free-falling turbulent liquid films undergoing uniform sensible heating. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 31(1) :67 – 77, 1988.
- [87] K. A. Smith. On convective instability induced by surface-tension gradients. *Journal of Fluid Mechanics*, 24(2) :401–414, 1966.
- [88] M. Stiti, A. Labergue, F. Lemoine, S. Leclerc, and D. Stemmelen. Temperature measurement and state determination of supercooled droplets using laser-induced fluorescence. *Experiments in Fluids*, 60(69), 2019.

- [89] A. Surtaev and A. Pavlenko. Observation of boiling heat transfer and crisis phenomena in falling water film at transient heating. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 74 :342 – 352, 2014.
- [90] J. Wiegand. Falling-film evaporators and their applications in the food industry. *Journal of Applied Chemistry and Biotechnology*, 21(12) :351–358, 1971.
- [91] T. Xue and S. Zhang. Investigation on heat transfer characteristics of falling liquid film by planar laser-induced fluorescence. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 126 :715 – 724, 2018.
- [92] H. Yu, T. Gambaryan-Roisman, and P. Stephan. Numerical Simulations of Hydrodynamics and Heat Transfer in Wavy Falling Liquid Films on Vertical and Inclined Walls. *Journal of Heat Transfer*, 135(10), 2013.
- [93] L. Yu, F. K. Wasden, A. E. Dukler, and V. Balakotaiah. Nonlinear evolution of waves on falling films at high reynolds numbers. *Physics of Fluids*, 7(8) :1886–1902, 1995.
- [94] D. V. Zaitsev and O. A. Kabov. Study of the thermocapillary effect on a wavy falling film using a fiber optical thickness probe. *Experiments in Fluids*, 39(4) :712–721, 2005.
- [95] F. Zhang, X. Zhao, J. Geng, Y. Wu, and Z. Zhang. A new insight into marangoni effect in non-isothermal falling liquid films. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 31(4) :361 – 365, 2007.

Résumé

Les films liquide minces à instabilités de surface sont utilisés dans de nombreuses applications industrielles comme promoteurs des transferts de chaleur et de masse, dans les échangeurs à plaques ou dans les colonnes de refroidissement de centrales nucléaires par exemple. Cependant, les mécanismes de l'intensification des transferts liés aux instabilités sont encore mal compris et les modèles ne permettent pas de rendre compte de l'ensemble des phénomènes physiques et de leurs couplages. Le but de ces travaux est d'étudier expérimentalement l'intensification des transferts de chaleur entre une paroi chauffée plane inclinée et le film liquide lorsqu'il est parcouru de vagues 2D à sa surface. Pour cela un dispositif expérimental a été développé, permettant d'imposer des perturbations à un film d'eau s'écoulant sur une feuille mince de titane, chauffée par effet Joule.

Deux techniques de mesure non-intrusives, basées sur la technique de fluorescence induite par laser (LIF) à deux colorants et deux couleurs (2c2d-LIF) ont été effectuées pour caractériser les transferts de chaleurs.

Les évolutions temporelles de l'épaisseur et de la température moyennes locales du film ont été mesurées en un point à l'aide d'une mesure par LIF ponctuelle. Un rayonnement laser continu, de longueur d'onde 532 nm, est utilisé afin d'exciter la fluorescence du liquideensemencé par un couple de traceurs fluorescents. L'intensité de la fluorescence est détectée sur deux bandes spectrales différentes : le rapport des deux intensités permet de déterminer la température moyenne du volume du film sondé, alors que la mesure d'intensité permet d'obtenir l'épaisseur du film.

L'utilisation d'un laser impulsif permet de figer la dynamique du film. Ainsi, l'utilisation simultanée de deux caméras CCD permet d'appliquer la technique 2c2d-LIF afin d'obtenir une image du champ de température instantané à l'intérieur du liquide, au passage des vagues. L'utilisation d'un rapport d'intensité de fluorescence sur deux bandes spectrales permet de s'affranchir de paramètres mal maîtrisés, liés à l'intensité de fluorescence comme la variation de l'intensité du laser dans le film, induite par la déformation de la surface libre du film. Un algorithme de reconstruction permet de disposer de l'évolution spatio-temporelle du champ de température sur la période relative à une vague.

L'association de ces techniques avec la mesure de température de paroi par des thermocouples permet de corréler la présence de vagues de surface à l'intensification des transferts de chaleur. Les résultats obtenus permettent de mettre en évidence l'influence de mélanges convectifs induits par les vagues de surface sur les transferts de chaleur, ceci en fonction de paramètres tels que la fréquence des vagues et le débit volumique du liquide.

Abstract

Thin wavy liquid films are used in many industrial applications as heat and mass transfer promoters, for example they are used in plate heat exchanger or in cooling columns of nuclear power plants. However, the mechanisms of transfer intensification related to the instabilities are still poorly understood and models do not allow to account for all physical phenomena and their coupling.

The aim of this work is to study experimentally the intensification of heat transfers between a heated flat inclined wall and the liquid film, when it is traversed by 2D waves on its surface. For this purpose, an experiment has been developed, allowing to impose perturbations on a water film flowing on a thin titanium sheet, heated by Joule effect. Two non-intrusive measurement techniques, based on the laser-induced fluorescence (LIF) technique with two dyes and two colors (2c2d-LIF) were performed to characterize heat transfer.

The temporal evolutions of the local average temperature and thickness of the film were measured at one point using a point LIF measurement. A continuous laser radiation, with a wavelength of 532 nm, is used to excite the fluorescence of the seeded liquid by a couple of fluorescent tracers. The intensity of the fluorescence is detected on two different spectral bands : the ratio of the two intensities makes it possible to determine the average temperature of the volume of the probed film, while the intensity measurement makes it possible to obtain the thickness of the film.

The use of a pulsed laser allows to freeze the dynamics of the film. Thus, the simultaneous use of two CCD cameras allows to apply the 2c2d-LIF technique in order to obtain an image of the instantaneous temperature field inside the wavy liquid film. The use of a fluorescence intensity ratio on two spectral bands allows to get rid of poorly controlled parameters related to the fluorescence intensity such as the variation of the laser intensity in the film, induced by the deformation of the free surface of the film. A reconstruction algorithm provides the spatio-temporal evolution of the temperature field over the period relative to a wave.

The association of these techniques with the measurement of the wall temperature by thermocouples allows to correlate the presence of surface waves to the intensification of heat transfers. The results obtained allow to highlight the influence of convective mixtures induced by surface waves on heat transfers, as a function of parameters such as the frequency of waves and the volume flow rate of the liquid.