

# Etude expérimentale des mécanismes d'intensification des transferts de chaleur dans les films ruisselants et instables à l'aide de mesures basées sur la fluorescence induite par laser

Romain COLLIGNON<sup>1</sup>, Ophélie CABALLINA<sup>2\*</sup>, Fabrice LEMOINE<sup>2</sup>, Guillaume CASTANET<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Laboratoire procédés énergie bâtiment (LOCIE), Université Savoie Mont Blanc, CNRS UMR 5271 Savoie Technolac, 73376 Le Bourget Du Lac

<sup>2</sup> Laboratoire Énergies & Mécanique Théorique et Appliquée (LEMTA), Université de Lorraine, CNRS UMR 7563, 54505 Vandoeuvre-lès-Nancy

\*(auteur correspondant : ophelie.caballina@univ-lorraine.fr)

**Résumé** - Le ruissellement de films liquides minces sur des surfaces planes inclinées se rencontre dans de nombreux procédés, notamment les colonnes de condensation à films tombants, les désorbeurs et absorbeurs à plaques. Dans ces procédés, le liquide tombe généralement le long d'une surface verticale, ces conditions promeuvent la déstabilisation de la surface libre du film liquide et la formation de vagues qui apportent une intensification substantielle des transferts de chaleur et de masse à travers le film liquide. Les mécanismes exacts à l'origine de cette intensification ne sont toutefois pas encore complètement élucidés. Il est donc nécessaire d'envisager des études expérimentales pour caractériser les transferts. Les couplages entre hydrodynamique et transferts thermiques, la faible épaisseur des films, ainsi que la nature complexe des instabilités rendent néanmoins relativement difficile l'obtention de mesures et leur analyse. Dans cette étude, le comportement dynamique de films liquides minces s'écoulant le long d'un plan incliné et chauffé uniformément est caractérisé. Ces mesures sont couplées à des mesures basées sur la fluorescence induite par laser (LIF) à deux couleurs qui permettent de quantifier l'échauffement du film. Dans un premier temps, des mesures de la température moyenne dans l'épaisseur du film ont été réalisées. Elles ont permis de quantifier l'influence des principaux paramètres de l'écoulement (nombre de Reynolds, angle d'inclinaison de la paroi inclinée et la fréquence des vagues) sur le nombre de Nusselt local [1]. Dans un deuxième temps, afin d'obtenir des informations plus détaillées, la technique précédente a été étendue à de l'imagerie en éclairant le film perpendiculairement au sens de l'écoulement par un plan laser [2]. Les images obtenues permettent d'observer le champ de température dans l'épaisseur du film avec une résolution de quelques dizaines de microns. Les résultats mettent en évidence des zones de recirculation dans les bosses ainsi que le décollement de la couche limite thermique au niveau des creux capillaires.

## Nomenclature

$\alpha$	Diffusivité thermique, m <sup>2</sup> /s	$h$	Coefficient d'échange de chaleur, W/m <sup>2</sup>
$\beta$	Angle d'inclinaison de la paroi	$Nu$	Nombre de Nusselt
$\delta$	Épaisseur du film, m	$Pe$	Nombre de Peclet
$\eta_v$	Facteur d'efficacité	$Pr$	Nombre de Prandtl
$\Gamma$	Débit volumique spécifique, m <sup>2</sup> /s	$q_v$	Débit volumique du film, m <sup>3</sup> /s
$\lambda$	Conductivité thermique, W/m	$q_w$	Débit de flux de chaleur pariétal, W/m <sup>2</sup>
$\nu$	Viscosité cinématique, m <sup>2</sup> /s	$Re$	Nombre de Reynolds
$\Theta$	Température réduite	$s$	Sensibilité à la température, %/°C
$\varphi$	Phase de l'onde	$T$	Température, K
$F$	Intensité du signal de fluorescence, U.A.	$t$	Temps, s
$g$	Accélération de la gravité, m/s <sup>2</sup>	$u$	Vitesse, m/s

# 1. Introduction

Les films liquides tombants sont largement utilisés dans de nombreuses applications industrielles, qui impliquent des processus de refroidissement, de condensation, d'évaporation et d'adsorption. Les avantages des films liquides tombants comprennent des taux de transfert de chaleur et de masse élevés pour des débits de liquide relativement faibles et un temps de contact court entre le liquide et la paroi solide. Alors que le transfert de chaleur est amélioré par les effets de la turbulence à un nombre de Reynolds élevé, pour les faibles nombres de Reynolds, le coefficient de transfert de chaleur est principalement amélioré par les instabilités de surface qui se développent à la surface du film. Certains chercheurs ont découvert que l'ondulation des films liquides laminaires peut améliorer le transfert de chaleur dans une très large mesure. Cependant, il est encore nécessaire de comprendre et de prévoir le mécanisme d'amélioration, malgré les nombreuses études théoriques [3, 4], numériques [5] et expérimentales [6, 7] qui ont été consacrées à ce sujet. Dans cette étude, deux méthodes de mesures basées sur la LIF utilisées pour accéder au transfert de chaleur. Des données sont obtenues en modifiant les paramètres influençant l'écoulement du liquide : l'inclinaison de la paroi, le débit du liquide et la fréquence des ondes. Dans un premier temps, l'analyse est simplifiée en se concentrant sur les valeurs moyennes de la température du liquide pour l'évaluation du nombre de Nusselt et du coefficient de transfert de chaleur. Une comparaison avec la solution classique de la théorie de Nusselt, valable pour un film laminaire lisse, est effectuée pour identifier les conditions les plus favorables à l'amélioration du transfert de chaleur. Enfin, une analyse plus détaillée est effectuée pour mettre en évidence les régions jouant un rôle dominant dans le mélange thermique. L'accent sera mis sur les principaux mécanismes responsables de l'amélioration du transfert de chaleur.

## 2. Modèle théorique de transfert de chaleur dans un film liquide lisse

Pour décrire l'amélioration du transfert de chaleur dans un film liquide mince, on se réfère généralement au cas d'un film liquide lisse de débit équivalent. Les caractéristiques de transfert de chaleur dans un tel film peuvent être dérivées de la théorie de Nusselt. Les paramètres les plus pertinents sont rappelés dans la Fig. 1. La paroi est inclinée d'un angle  $\beta$  par rapport à l'horizontale et une densité de flux thermique uniforme  $q_w$  est appliquée à la paroi.

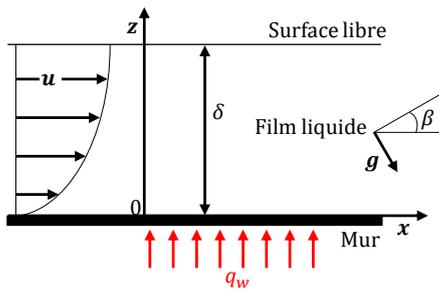


Figure 1 : Paramètres utilisés pour la modélisation du film lisse.

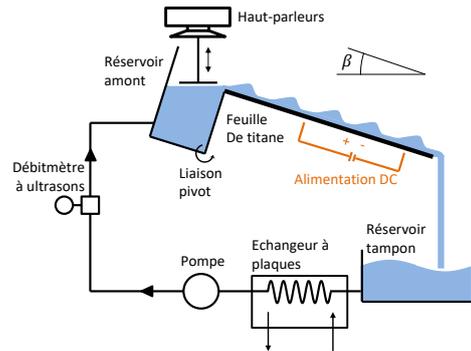


Figure 2 : Dispositif utilisé pour la génération des ondes et pour chauffer le film liquide tombant.

Compte tenu des valeurs faibles du nombre de Reynolds, un profil de vitesse parabolique est considéré à l'intérieur du film liquide. En introduisant les paramètres sans dimension :

$$x^* = \frac{x}{\delta \cdot \text{Pe}} \quad z^* = \frac{z}{\delta} \quad \theta^* = \frac{T - T_i}{q_w \frac{\delta}{\lambda}}, \quad (1)$$

avec  $\lambda$  représentant la conductivité thermique, l'équation de la chaleur peut s'écrire :

$$\left(2z^* - z^{*2}\right) \frac{\partial \theta^*}{\partial x^*} = \frac{\partial^2 \theta^*}{\partial z^{*2}}. \quad (2)$$

Le nombre de Peclet  $Pe = Re \cdot Pr$  compare le transfert de chaleur par convection et par diffusion dans le film. Ici,  $Pe$  est relativement élevé ( $1000 \leq Pe \leq 1800$ ), de sorte que la diffusion de la chaleur peut être négligée par rapport au flux de chaleur convectif dans la direction  $x$ , ce qui justifie les simplifications faites dans l'équation (2). Pour la résolution, le jeu de conditions aux limites suivant est utilisé :

$$\left. \frac{\partial \theta^*}{\partial z^*} \right|_{z^*=0} = -1 \quad \left. \frac{\partial \theta^*}{\partial z^*} \right|_{z^*=1} = 0 \quad \theta^*|_{x^*=0} = 0 \quad (3)$$

Le transfert de chaleur dans le film est quantifié en introduisant le nombre de Nusselt  $Nu$  et le coefficient de transfert de chaleur  $h$ , qui sont définis comme suit :

$$h = \frac{q_w}{T_{film} - T_w} \quad Nu = \frac{h \delta}{\lambda} \quad (4)$$

### 3. Méthodes expérimentales

#### 3.1. Dispositif expérimental

Le film liquide s'écoule le long d'une feuille de titane chauffée (100  $\mu\text{m}$  d'épaisseur, 300 mm de largeur et 400 mm de longueur) qui est tendue entre deux tiges de cuivre. Les tiges de cuivre servent également d'électrodes pour fournir un courant électrique à travers la feuille (Fig. 2). Les deux électrodes de cuivre sont reliées par un faisceau de câbles électriques à une alimentation en courant continu, qui fournit un courant pouvant atteindre 1500 A pour une tension de 3 V. Le flux thermique  $q_w$  généré par la résistance électrique dans la feuille, a un maximum de 3,75  $\text{W}/\text{cm}^2$  et est distribué uniformément sur la surface de la feuille, les variations de densité du flux thermique étant inférieures à 5% dans la zone de mesure. L'erreur de lecture de la tension et du courant est inférieure à 0,01 V et 1 A, l'erreur de lecture de la puissance est donc inférieure à 1%. La feuille, les deux électrodes et le réservoir amont forment un ensemble qui peut tourner par rapport à l'horizontale jusqu'à un angle d'inclinaison  $\beta$  de 45°. Le film liquide est généré par un débordement du réservoir amont. Après s'être écoulé le long de la paroi inclinée, le liquide passe dans le réservoir tampon, puis il est pompé vers le réservoir amont. Un échangeur de chaleur permet de maintenir une température constante du liquide  $T_i$  à l'entrée du réservoir amont où elle est mesurée par thermocouple. Dans ce qui suit,  $T_i$  est fixé à 10°C. La modification de l'inclinaison  $\beta$  de la feuille de titane et du débit  $q_v$  permet d'ajuster l'épaisseur  $\delta$  du film et le nombre de Reynolds  $Re$  qui est défini par :

$$Re = \frac{\Gamma}{\nu}, \quad (5)$$

où  $\Gamma = q_v/l$  est le débit de liquide par unité de largeur et  $\nu$  est la viscosité cinématique du liquide. Le débit du liquide  $q_v$  est mesuré par un débitmètre à ultrasons (plage de mesure 0 – 13  $\pm$  0,05 L/min). Le film tombant étant extrêmement sensible aux perturbations extérieures, la pompe et le dispositif expérimental ont été placés sur des amortisseurs de vibrations. Une grille en nid d'abeille à l'intérieur du réservoir supérieur assure un écoulement laminaire et une distribution uniforme du liquide à l'entrée du film. Les instabilités peuvent se développer naturellement à la surface du film, mais dans cette étude, elles sont forcées à l'aide d'un haut-parleur placé au-dessus du réservoir supérieur. La membrane du haut-parleur est reliée à une plaque en plastique en contact avec la surface libre de l'eau dans le réservoir supérieur. La vibration du haut-parleur entraîne la plaque en plastique verticalement, ce qui génère une pulsation du débit et force l'apparition d'instabilités du film à la sortie du réservoir supérieur.

#### 3.2. Techniques de mesure

Plusieurs techniques de mesure ont été associées afin de caractériser le transfert de chaleur et les caractéristiques d'écoulement des films tombants.

## Mesures de la température à l'intérieur du film liquide

La température du film liquide est mesurée à l'aide de la fluorescence induite par laser à deux couleurs, qui peut être mise en œuvre pour obtenir soit une image de la distribution de la température dans le film, soit la température moyenne en volume dans l'épaisseur du film. Le liquide estensemencé par une très faible quantité de molécules fluorescentes (typiquement quelques  $\mu\text{g/L}$ ) et un faisceau laser est utilisé pour induire un signal de fluorescence. La réponse à la température de nombreux colorants fluorescents peut être exprimée comme une fonction exponentielle de la température :

$$F = F_{ref} \cdot \exp(s \cdot (T - T_{ref})) \quad (6)$$

où  $F$  est l'intensité du signal de fluorescence, qui vaut  $F_{ref}$  à une température de référence  $T_{ref}$ . Le paramètre  $s$  désigne la sensibilité à la température du signal de fluorescence tel que  $s = F^{-1} \cdot dF/dT$ . Pour des colorants organiques spécifiques tels que la fluorescéine et le kiton red,  $s$  atteint quelques pourcents par degré Celsius. La paroi en titane et les électrodes n'offrent aucun accès optique. Le signal de fluorescence est donc détecté par le dessus du film liquide à l'aide d'un détecteur de lumière. Une approche ratiométrique utilisant deux bandes spectrales de détection est adoptée pour déterminer la température du liquide. Deux colorants, dont les émissions fluorescentes sont décalées en longueur d'onde, sont mélangés dans la solution aqueuse et le rapport d'intensité de leur signal de fluorescence est calculé. Le signal de fluorescence dépend de la température, de l'épaisseur du film et du profil d'onde, mais les dépendances de l'épaisseur du film et du profil d'onde peuvent être éliminées en calculant le rapport d'intensité des deux bandes de détection.

### Imagerie planaire

Les auteurs [2] ont appliqué cette méthode pour visualiser le champ de température au sein de films liquides minces. Une nappe laser est dirigée sur le film liquide comme indiqué sur la Fig. 3.a. La région éclairée du film est observée à l'aide de deux caméras CCD devant lesquelles sont montés des filtres optiques pour recueillir le signal de fluorescence. Le rapport des images des caméras est converti en un champ de température. Une procédure spéciale, décrite par [2] est utilisée pour reconstruire l'ensemble du champ de température dans les ondes en assemblant les images prises à différents instants. La technique d'imagerie planaire permet de mesurer la température avec une précision sur la température du liquide de  $\pm 0.7^\circ\text{C}$  à chaque pixel et sur l'épaisseur du film de  $\pm 20 \mu\text{m}$ .

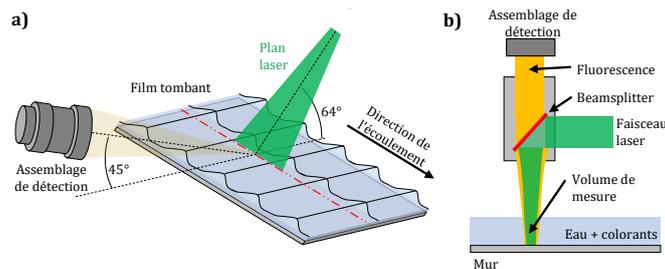


Figure 3 : Configuration optique utilisée pour les techniques LIF appliquées au film tombant. a) Illumination par une feuille laser et détection par un ensemble de caméras pour la technique PLIF. b) Illumination et détection par la sonde LIF.

### Température moyenne du film

La sonde optique développée par [1], présentée sur la Fig. 3.b, permet de mesurer la température moyenne du volume  $T_v(x, t)$ . Un laser continu est dirigé normal à la paroi par l'objectif de la sonde. Le film liquide est éclairé sur toute son épaisseur et la fluorescence induite par le laser est collectée par le même système optique. Une combinaison de séparateurs de faisceau et de filtres passe-bande chromatiques est utilisée pour séparer le signal de fluorescence en deux bandes spectrales avant la détection par deux tubes photomultiplicateurs et le calcul du rapport de fluorescence. Bien que ces informations puissent

être extraites de la technique d'imagerie planaire décrite ci-dessus, la sonde nécessite beaucoup moins d'alignement optique lors du changement de position de mesure et est globalement beaucoup plus robuste face à des ondes fortement déformées. La réponse temporelle (de l'ordre de ns) est bien inférieure à la période de temps de l'onde, ce qui permet de résoudre finement la température dans le temps pendant le passage de l'onde. L'erreur de mesure de la température est de  $\pm 0.3^\circ\text{C}$ .

### *Mesure de la température de paroi*

La température de la paroi  $T_w$  est mesurée à l'aide de dix micro-thermocouples collés sur la face arrière de la feuille de titane. Les points de mesure sont répartis le long de la ligne centrale de la feuille de titane. Leur faible diamètre (130  $\mu\text{m}$ ) permet d'avoir un temps de réponse ( $\sim 0.5$  ms) très court par rapport à la période de l'onde ( $\geq 10$  ms). La résistance à la conduction thermique est négligeable à l'intérieur de la feuille de titane, étant donné son épaisseur de 100  $\mu\text{m}$ . Cela signifie que la température devrait être égale entre les côtés supérieur et inférieur de la paroi. La température de la paroi est donc considérée comme constante dans le temps.

## 4. Résultats et discussion

Les techniques expérimentales ont été utilisées pour caractériser le transfert de chaleur dans le film dans différentes configurations d'écoulement. Des paramètres tels que le débit du liquide, l'angle de la paroi solide, ainsi que la fréquence des ondes, ont été examinés plus en détail car ils sont bien connus pour jouer un rôle dans le développement des instabilités d'ondes. Comme illustré dans ce qui suit, les observations doivent être menées à différentes échelles pour obtenir une meilleure compréhension des phénomènes. À partir de mesures effectuées à un endroit fixe, il est possible d'obtenir des informations utiles sur le changement de température lorsque la vague traverse le volume de mesure, ce qui peut donner un aperçu du mécanisme d'augmentation du transfert de chaleur. D'autre part, des mesures moins fines effectuées à différents endroits peuvent fournir des informations sur l'augmentation des températures de la paroi et du liquide avec la distance en aval. Ces mesures permettent d'évaluer l'échange thermique global afin de comparer différentes configurations d'écoulement et différents types de perturbations.

### 4.1. Transfert de chaleur global

Dans cette section, les caractéristiques de transfert de chaleur sont analysées en utilisant des températures qui sont moyennées sur la durée de la période de la vague. Le symbole de barre supérieure ( $\overline{\bullet}$ ) indique une quantité qui est moyennée temporellement sur la période  $t_0$  d'une vague :

$$\overline{T}(x) = \frac{1}{t_0} \int_{t_0} T(x, t) dt. \quad (7)$$

D'après la conservation de l'énergie, on s'attend à ce que la température moyenne dans le temps du film liquide augmente linéairement avec la distance aval  $x$ , en raison du fait que la chaleur produite par le courant électrique à l'intérieur de la feuille de titane est presque entièrement dissipée dans le film liquide. Seule une partie négligeable de la chaleur est transférée directement à l'air sur le côté inférieur de la paroi et l'effet de refroidissement dû à l'évaporation du liquide peut être négligé pour les températures basses considérées dans nos expériences. La Fig. 4 confirme que la température moyenne en volume  $\overline{T}_v$  suit la prédiction du modèle théorique. De plus, les mesures obtenues pour  $\overline{T}_v$  à différentes fréquences d'ondes sont superposées lorsque la même densité de flux thermique  $q_w$  est appliquée à la paroi. Dans la Fig. 4, la température moyenne du volume  $\overline{T}_v$  est également évaluée en utilisant à la fois la sonde LIF et la technique PLIF. Ici aussi, il est possible de vérifier que les deux méthodes utilisées pour mesurer la température du liquide sont en parfait accord. Sur la Fig. 4, la température de paroi mesurée à l'aide des thermocouples minces est également affichée pour comparaison avec la température dans le film liquide. Comme prévu, la température de la paroi  $T_w$  est toujours supérieure à la température du film liquide  $\overline{T}_v$ . Lorsqu'une perturbation est appliquée, une distance critique  $x_{crit} \approx 100$  mm est nécessaire pour détecter un effet des ondes sur la température de paroi  $T_w$ . Au-delà de cette distance, la température de la

paroi augmente beaucoup plus lentement et finit par diminuer, en raison d'une meilleure efficacité de refroidissement par le film liquide. Cet effet est plus prononcé pour le cas  $f = 7$  Hz qui a la plus grande hauteur de vague parmi les conditions testées. Pour  $f = 3$  Hz, l'amplitude de l'onde est très faible et l'évolution de la température de paroi  $T_w$  n'est pas distincte de celle d'un film liquide non perturbé évalué par la théorie de Nusselt.

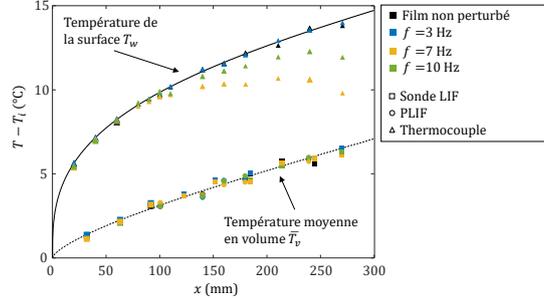


Figure 4 : Évolution spatiale de la température moyenne en volume du film liquide  $\bar{T}_v$  et  $T_w$  la température de surface de la paroi. Comparaison avec le modèle théorique pour le film liquide plat non perturbé, respectivement en pointillés et en traits pleins, avec  $Re = 200$ ,  $\beta = 10^\circ$  et  $q_w = 1.25 \text{ W/cm}^2$ .

### Influence des paramètres de l'écoulement

Des expériences ont été menées en modifiant l'angle  $\beta$  de la feuille de titane par rapport à l'horizontale de  $2^\circ$  à  $10^\circ$  et le nombre de Reynolds de l'écoulement. Afin de quantifier l'amélioration du transfert de chaleur, le nombre de Nusselt  $\bar{Nu}$  déterminé expérimentalement peut être utilisé. Un facteur d'efficacité  $\eta_v$  peut être introduit comme suit :

$$\eta_v = \frac{\bar{Nu}}{Nu_0}. \quad (8)$$

Dans cette expression,  $Nu_0$  correspond au nombre de Nusselt du film liquide non perturbé avec le même débit de liquide.  $Nu_0$  peut être évalué en utilisant la théorie de Nusselt. Dans la Fig. 5, le coefficient d'efficacité  $\eta_v$  est tracé en fonction de  $x^*$  pour un grand nombre de cas expérimentaux correspondant à  $150 \leq Re \leq 250$ ,  $2^\circ \leq \beta \leq 10^\circ$  et  $f = 3, 7$  ou  $10$  Hz. Malgré une certaine dispersion, toutes les données expérimentales tombent sur trois courbes. Cela suggère que les effets de  $Re$  et de  $\beta$  sont bien capturés par  $x^*$ , laissant seulement l'effet de la fréquence de l'onde apparent dans la Fig. 5. L'effet principal de l'augmentation de  $\beta$  est une diminution de l'épaisseur moyenne du film dans le temps  $\bar{\delta}$ .  $\bar{\delta}$  peut être exprimée comme suit :

$$\bar{\delta} = \left( \frac{Re}{\sin(\beta)} \frac{3\nu^2}{g} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (9)$$

L'épaisseur du film est incluse dans l'expression du nombre de Nusselt  $Nu$  et de la distance sans dimension  $x^*$  (équations (1) et (4)). Le fait que le transfert de chaleur soit principalement influencé par  $f$  et marginalement par  $\beta$  dans la Fig. 5 mérite quelques commentaires. Dans les présentes expériences, les ondes sont générées dans un réservoir supérieur complètement dissocié de la paroi. De plus, la longueur de la paroi n'est pas suffisante pour que les ondes évoluent significativement par rapport à leur forme initiale. Il en résulte une perturbation du film qui dépend faiblement de l'angle d'inclinaison mais surtout de la fréquence des ondes.

### 4.2. Transfert de chaleur résolu dans le temps et dans l'espace

Pour mieux comprendre le rôle fondamental du mélange advectif, des approches plus spécifiques sont nécessaires pour obtenir des informations résolues dans le temps et l'espace sur la distribution de

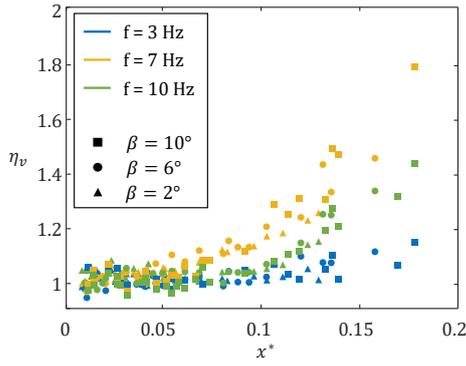


Figure 5 : Évolution du facteur d'efficacité  $\eta_v$  obtenu expérimentalement avec la distance sans dimension  $x^*$ . Les données couvrent la totalité des valeurs étudiées de  $Re$ ,  $\beta$  et  $f$ .

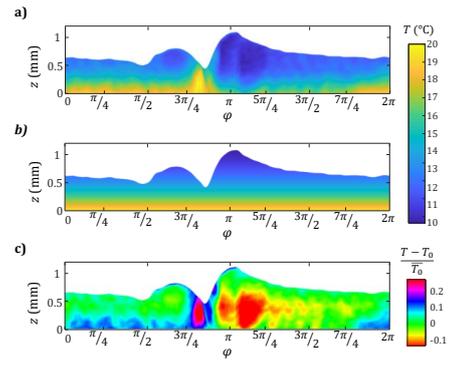


Figure 6 : Champ de température  $T$  dans le film obtenu par la technique de mesure PLIF (a) et le champ de température correspondant  $T_{Nu}$  calculé avec la solution de Nusselt extrapolée dans l'hypothèse d'une diffusion pure dans la direction transversale (b). La différence normalisée entre  $T$  et  $T_{Nu}$  est indiquée en (c). Les résultats correspondent à  $Re = 200$ ,  $\beta = 10^\circ$ ,  $x = 180$  mm,  $f = 10$  Hz et  $T_i = 10$  °C.

la température interne. La section suivante traite de l'identification des zones les plus actives dans le processus de mélange. Des observations préalables du champ de température à l'intérieur des vagues ont été rapportées par [2] qui ont développé la technique d'imagerie PLIF également employée dans la présente étude. Ici, une tentative est faite pour caractériser le mélange sur une base plus quantitative. À cette fin, les champs de température expérimentaux sont comparés à la solution de Nusselt décrite précédemment. Dans une première étape, l'équation de la chaleur (2) est résolue numériquement dans les coordonnées sans dimension ( $x^*$ ,  $z^*$ ) en utilisant  $\bar{\delta}$  comme longueur de référence dans le calcul de  $x^*$  et  $z^*$  (Équation (1)). Cette équation implique un champ de vitesse non perturbé par les ondes et un film, qui a la même épaisseur en moyenne. La solution obtenue avec les conditions aux limites (3) n'est valable que pour  $0 \leq z^* \leq 1$ . Pour être comparée aux expériences, cette solution doit être extrapolée dans les bosses d'onde où  $z \geq \bar{\delta}$ . En pratique, une interpolation polynomiale d'ordre 2 est utilisée afin de ne pas avoir de discontinuité de la température et du flux thermique à la connexion en  $z^* = 1$ . Cela permet d'avoir une dérivée nulle pour la température à la surface du film. Un exemple d'une telle reconstruction de température est présenté sur la Fig. 6.b pour un film liquide correspondant à  $Re = 200$ ,  $\beta = 10^\circ$ ,  $x = 180$  mm,  $f = 10$  Hz et  $T_i = 10^\circ\text{C}$ , qui entre dans la catégorie ci-dessus d'un mélange localisé. L'écart entre le champ de température théorique, dérivé de la solution de Nusselt (noté  $T_{Nu}$ ) et le champ de température expérimental (noté  $T_{exp}$ ), peut être utilisé pour mettre en évidence les régions du film où le mélange a une influence sur la distribution de température. Pour l'exemple présenté dans la Fig. 6, le mélange concerne principalement trois régions : Le creux capillaire, où l'on peut observer une poche de liquide à une température plus élevée. Un mécanisme similaire à celui de la séparation des flux mis en évidence par Dietze et Kneer [8] peut expliquer la formation d'un tel processus pour améliorer le transfert de chaleur. Sous la bosse de l'onde principale se trouve une région de liquide plus froid. Dans la région inter-ondes (pour  $0 \leq \varphi \leq 3\pi/4$  et  $7\pi/4 \leq \varphi \leq 2\pi$ ), une couche de liquide légèrement plus chaude est observée à proximité de la paroi. Cette région est reliée à la région encore plus chaude du creux capillaire mentionné ci-dessus. Les résultats suggèrent un processus cyclique où la couche limite thermique est réinitialisée chaque fois qu'il y a une interférence avec l'onde principale et se redéveloppe ensuite dans la région inter-vagues.

## 5. Conclusions

En utilisant différents arrangements optiques, la technique de fluorescence induite par laser à deux couleurs peut fournir soit des mesures planes du champ de température dans des films liquides ondulés, soit des mesures ponctuelles de la température moyenne sur l'épaisseur du film. La combinaison de ces mesures avec celles de la hauteur du film, et de la température de la paroi, fournit des données précieuses pour quantifier le transfert de chaleur via le coefficient de transfert de chaleur et donc le nombre de Nusselt.

Une comparaison avec la solution de Nusselt, qui considère un transfert de chaleur purement diffusif dans la direction perpendiculaire à l'écoulement à l'intérieur d'un film plat, peut être utilisée pour évaluer l'augmentation moyenne dans le temps du transfert de chaleur à travers le mélange induit par les vagues à l'intérieur des films ondulés. Une hauteur et une distance critiques des ondes par rapport à l'entrée de l'écoulement (environ 0,05 fois le produit de l'épaisseur du film et du nombre de Peclet de l'écoulement) sont nécessaires pour observer une déviation significative de la couche limite thermique par rapport à la solution de Nusselt, qui se développe sur la paroi chauffée. Les ondes avec les crêtes les plus prononcées et les creux capillaires sont les plus efficaces en termes de promotion du mélange thermique. Les effets du nombre de Reynolds et de l'inclinaison de la paroi peuvent être pris en compte en introduisant une distance sans dimension et une température normalisée, calculée sur la base de l'épaisseur moyenne du film dans le temps.

En supposant une extrapolation spatiale de la solution de Nusselt jusqu'aux crêtes des vagues, il est également possible d'identifier les régions où le mélange induit un changement significatif de la température (jusqu'à 25%). La méthode peut être appliquée pour la comparaison avec les images expérimentales de température, ou avec les mesures de température moyenne en volume, même si l'analyse est moins simple dans ce cas. Les résultats révèlent que le mélange commence à partir des creux capillaires principaux et près de la paroi juste en dessous de la bosse de l'onde principale, puis s'étend progressivement et se propage à d'autres régions du film.

### Références

- [1] R. Collignon, O. Caballina, F. Lemoine, G. Castanet, Simultaneous temperature and thickness measurements of falling liquid films by laser-induced fluorescence, *Experiments in Fluids*, 63 (2022), 68.
- [2] R. Collignon, O. Caballina, F. Lemoine, G. Castanet, Temperature distribution in the cross section of wavy and falling thin liquid films, *Experiments in Fluids*, 62 (2021), 115.
- [3] G. Dietze, A. Leefken, R. Kneer, Investigation of the backflow phenomenon in falling liquid films, *Journal of Fluid Mechanics*, 595 (2008), 435-459.
- [4] M. Chhay, D. Dutykh, M. Gisclon, C. Ruyer-Quil, New asymptotic heat transfer model in thin liquid films, *Applied Mathematical Modelling*, 48 (2017), 844-859.
- [5] H. Yu, T. Gambaryan-Roisman, P. Stephan, Numerical Simulations of Hydrodynamics and Heat Transfer in Wavy Falling Liquid Films on Vertical and Inclined Walls, *Journal of Heat Transfer*, 235 (2013).
- [6] C. Markides, R. Mathi, A. Charogiannis, An experimental study of spatiotemporally resolved heat transfer in thin liquid-film flows falling over an inclined heated foil, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 92 (2016), 872-888.
- [7] O. Kabov, B. Scheid, I. Sharina, J. Legros, Heat transfer and rivulet structures formation in a falling thin liquid film locally heated, *International Journal of Thermal Sciences*, 41 (2002), 664-672.
- [8] G. Dietze, R. Kneer, Flow separation in falling liquid films, *Frontiers in Heat and Mass Transfer*, 2 (2011).

### Remerciements

Ce travail a été financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR) dans le cadre du projet FRAISE (Film Ruisselants à Instabilités de Surface : Exploration, AAP-2016).