

Étude du transfert de chaleur en régimes mouillants par ombroscopie et thermographie IR lors d'impacts de gouttes : effet de la mouillabilité de la surface

Thomas POTAUFEUX*, Ophélie CABALLINA, Guillaume CASTANET

Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

*(auteur correspondant : thomas.potaufieux@univ-lorraine.fr)

Résumé - Dans cette étude, les transferts thermiques lors de l'impact de gouttes d'eau sur des surfaces chauffées sont étudiés, dans une large gamme de températures et de mouillabilité à l'aide de la thermographie infrarouge. Les résultats montrent que la température de paroi et la mouillabilité jouent un rôle clé dans la dynamique d'impact, le type de régime observé et l'intensité des échanges thermiques. Le modèle de contact thermique reste applicable tant que la nucléation n'intervient pas dans les instants initiaux de l'impact. Lorsque la nucléation se produit, elle augmente la densité de flux maximale en ajoutant l'énergie de vaporisation. La transition entre les régimes break-up et rebound apparaît comme un indicateur de l'entrée dans un régime d'impact non mouillant.

Nomenclature

e	effusivité thermique [m^2/s]	<i>Indices et exposants</i>
q	densité de flux [W/m^2]	c contact
Q	flux thermique [W]	0 initial
T	température [K]	l liquide
d	droplet (goutte)	w wall (paroi)

1. Introduction

L'impact de gouttes sur des surfaces chaudes intervient dans de nombreuses applications de gestion thermique, telles que le refroidissement par spray, la sûreté nucléaire, la métallurgie ou l'électronique. Le transfert de chaleur résulte de mécanismes couplés entre hydrodynamique, changement de phase (ébullition, évaporation) et conduction thermique. Selon la température de surface et les conditions d'impacts, différents régimes peuvent apparaître : évaporation, ébullition nucléée, de transition ou en film ou Leidenfrost [1]. Différentes études ont classé ces régimes selon les paramètres d'impact. Chen *et al.*[2] distinguent un régime de déposition à faible surchauffe et des régimes de fragmentation (*thermal break-up*) ou de rebond (*thermal rebound*) à haute température, parfois accompagnés de projection de gouttelettes secondaires (*spray/atomization*). Des techniques optiques avancées ont permis d'affiner l'analyse : Lee *et al.*[3] ont utilisé l'imagerie par rayons X combinée à la réflexion totale interne pour identifier les zones mouillantes, tandis que Khavari *et al.*[4] ont étudié la transition mouillant/non mouillant selon le nombre de Weber, révélant des motifs de type *fingering* proches du Leidenfrost. Castanet *et al.*[5] ont observé des phénomènes similaires avec des gouttes d'eau à haute température via thermographie infrarouge.

Si les mécanismes hydrodynamiques sont bien identifiés, la quantification des transferts thermiques reste un défi. Castanet *et al.*[5] ont mesuré la densité de flux maximale et l'énergie échangée lors d'impacts en régime Leidenfrost avec thermographie et fluorescence laser 2cLIF. Peu d'études abordent l'influence de la mouillabilité : Ma *et al.*[6] ont montré son rôle déterminant sur la succession des régimes et la persistance du dépôt sur certaines surfaces. Dans ce contexte, une caractérisation expérimentale fine et quantitative du transfert de chaleur apparaît nécessaire. Ce travail s'appuie sur une métrologie infrarouge résolue spatialement et

temporellement, visant à analyser conjointement la dynamique d'impact et les flux thermiques sur une large gamme de températures et de mouillabilités.

2. Dispositif expérimental

L'impact d'une goutte individuelle sur une paroi chauffée est étudié dans des conditions expérimentales contrôlées (Figure 1, Potaufex *et al.*[7]). La goutte d'eau (qualité HPLC+) de 2,2 mm de diamètre est générée par une aiguille calibrée via un pousse-seringue, l'eau circulant dans un tuyau thermalisé avant l'impact sur une fenêtre en saphir intégrée dans un bloc chauffant en acier inoxydable équipé de quatre cartouches de 200 W réglées par PID. La dynamique d'impact est enregistrée par une caméra rapide (Phantom VEO-E 310L) en ombroscopie, avec rétroéclairage LED, jusqu'à 10 000 images/s à 640×480 px, utilisant un objectif macro 150 mm f/2.8 offrant une résolution de 24 µm/px et un temps d'ouverture de 50 µs. La caméra est positionnée latéralement avec un angle d'environ 20° par rapport à l'horizontale. La fenêtre en saphir est revêtue, du côté impact, d'une couche de TiAlN, opaque et émissive dans l'IR. Grâce à une ouverture dans le bloc chauffant, le rayonnement thermique émis par ce dépôt est collecté par une caméra infrarouge (Telops M1K, capteur 25 µm/px, 640×512 px, bande 1,5–5,4 µm) via un miroir incliné à 45°. Un objectif de 50 mm fournit un grandissement de 3–4×, un champ de 20×25 mm et une résolution de 70 µm/px. Pour maximiser le rapport signal sur bruit, le temps d'exposition est de 100 µs à 2000 images/s, avec une fenêtre de 320×248 px. Le dépôt émissif de TiAlN (épaisseur ~2 µm) est très hydrophile (angle de contact ~10°). Une couche supplémentaire de TiAl (~1 µm) sur TiAlN rend la surface plus hydrophobe (angle ~70°), et un traitement Sigmacote® SL2 permet d'obtenir une surface hydrophobe (angle ~110°).

La hauteur de chute est choisie pour un nombre de Weber de 56. Une étude paramétrique a évalué l'influence de la température et de la mouillabilité sur la dynamique d'impact et les transferts thermiques. Pour chaque condition, trois impacts ont été réalisés, et les résultats présentés correspondent aux moyennes de ces essais.

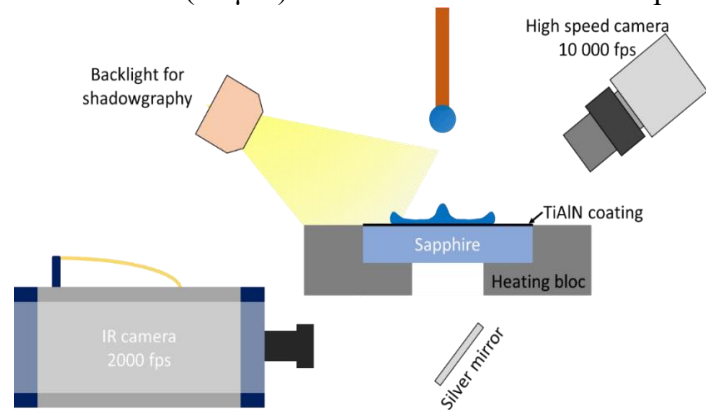


Figure 1 : Système expérimental utilisé

3. Reconstruction du flux de chaleur par mesure du champ de température

Le substrat de saphir, n'est pas parfaitement transparent dans la gamme spectrale infrarouge de la caméra et ces propriétés optiques dépendent de la température. Le signal détecté par la caméra infrarouge résulte ainsi de plusieurs contributions : un rayonnement émis par le dépôt émissif, qui peut être en partie absorbé par le saphir, le saphir émet lui-même un rayonnement thermique, et une source externe peut être réfléchiée à interfaces du saphir (détaillé dans Potaufex *et al.*[7]) :

$$N_p = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [N_c(T_c, \lambda) + N_s(T_s, \lambda) + N_{amb}(T_{amb}, \lambda)] d\lambda \quad (1)$$

avec N_c le flux de photon provenant du dépôt, N_s le flux de photon provenant du saphir et N_{amb} le flux de photon provenant d'une source extérieure réfléchiée. Ces différentes émissions autres que le dépôts peuvent polluer le signal reçu par la caméra et altérer la température perçue. Pour

cela, ces effets doivent être pris en compte de garantir la fiabilité de la température de surface estimée. Une méthode couplée conduction–rayonnement a été développée reposant sur un modèle radiatif dans laquelle les coefficients de réflexion aux interfaces, les émissivités du revêtement TiAlN et du substrat en saphir, ainsi que le coefficient d'absorption linéaire du saphir, sont mesurés par spectroscopie infrarouge à différentes températures. Ce modèle permet d'estimer la température de surface du revêtement en isolant la fraction du signal réellement émise par celui-ci. Une fois la température de surface déterminée, la distribution de température dans l'épaisseur du substrat est calculée à l'aide de la méthode des quadripôles thermiques :

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z, t) = \tilde{T}_{n,m}(z, t) * \tilde{\theta}_{n,m}(z = 0, t) \quad (2)$$

avec $\tilde{\theta}_{n,m}$ la transformée en Laplace de la température réduite et $\tilde{T}_{n,m}$, la matrice de transmittance issus des quadripôles thermiques, calculée dans le domaine de Laplace puis inversée et $*$ le produit vectoriel. La connaissance de ces profils thermiques permet de mettre à jour les coefficients optiques dépendant de la température, puis d'affiner l'estimation de la température de surface. Cette procédure est itérée jusqu'à convergence. Enfin, le flux de chaleur est estimé à partir du champ de température mesurée par

$$\tilde{\theta}_{n,m}(z = 0, t) = \tilde{Z}_{n,m}(t) * \tilde{q}_{n,m}^d(t) \quad (1)$$

avec $\tilde{q}_{n,m}^d$ la double transformée en sinus du flux imposé par la goutte et $\tilde{Z}_{n,m}(t)$ la matrice d'impédance issus des quadripôles thermiques.

4. Résultats et discussions

4.1. Régimes observés

L'analyse des images ombroscopiques permet d'identifier trois grands régimes d'impact, résultant de l'interaction entre l'inertie de la goutte, la température de la paroi et les propriétés de mouillabilité de la surface : *deposition*, *thermal break-up* et *thermal rebound*. Des exemples représentatifs de chacun de ces régimes sont présentés sur la Figure 2 correspondant respectivement à : la surface très hydrophile (TiAlN) à $T_0=150$ °C, la surface faiblement hydrophile (TiAl) à $T_0=350$ °C, et la surface hydrophobe (SL2) à $T_0=450$ °C. L'apparition de ces régimes étant liée aux conditions d'impact (température de la paroi et mouillabilité) les cas choisis le sont de façon arbitraire.

Dans le régime de *deposition*, la goutte conserve un contact liquide–solide continu après l'impact. L'énergie cinétique est dissipée principalement par la viscosité, conduisant à la formation d'un film liquide ou d'une goutte sessile qui disparaît progressivement par évaporation ou par ébullition nucléée. Le régime de *thermal break-up* apparaît lorsque les contraintes hydrodynamiques et thermiques deviennent suffisamment importantes pour déstabiliser le bourrelet liquide qui apparaît au cours de l'étalement. La goutte se fragmente alors en plusieurs gouttelettes secondaires, sous l'effet combiné des forces d'inertie et de la vaporisation local, opposées à la tension de surface. Ce régime traduit une situation intermédiaire, dans laquelle le contact avec la surface est partiellement maintenu mais fortement instationnaire. Enfin, le régime de *thermal rebound* est caractérisé par une perte quasi complète du contact liquide–solide. La formation rapide d'une couche de vapeur à l'interface, favorisée par une température de paroi élevée et une faible mouillabilité, conduit au détachement de la goutte sous la forme d'une entité unique. Ce comportement est typiquement associé à l'approche ou à l'entrée dans le régime de Leidenfrost.

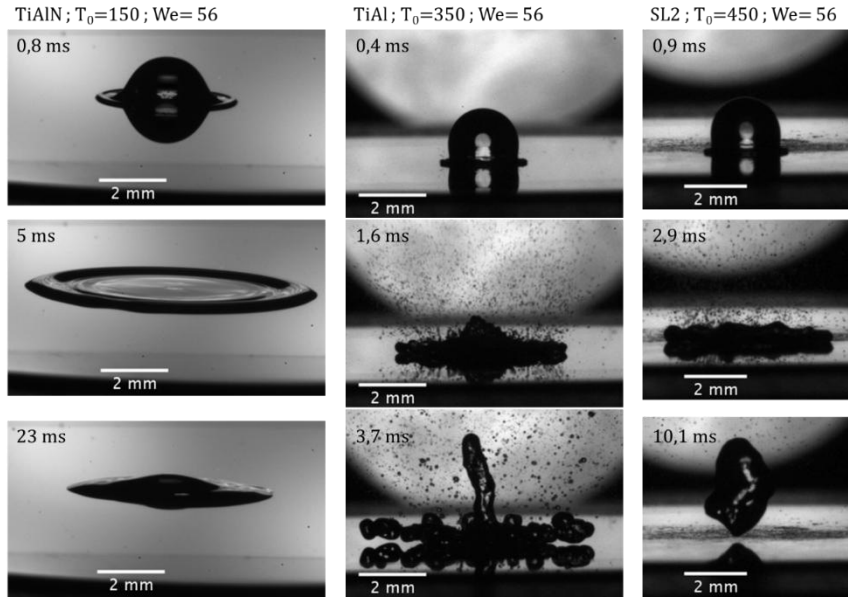


Figure 2 : Illustration des régimes de deposition sur une paroi très hydrophile, d'un break-up sur une paroi faiblement hydrophile et d'un rebound sur une paroi hydrophobe

La Figure 3 présente les régimes d'impacts observés en fonction de la mouillabilité de la surface et de la température initiale de la paroi. Quelle que soit la mouillabilité, les impacts conduisent à un régime de *deposition* pour des températures initiales inférieures à $T_0 = 175^\circ\text{C}$. Pour la surface hydrophobe, une augmentation de la température au-delà de ce seuil conduit systématiquement à un régime de *rebound*. Sur les surfaces hydrophiles, le comportement est plus progressif. À partir de $T_0 = 200^\circ\text{C}$, une transition *deposition–break-up* est observée. Cette transition est franche pour la surface très hydrophile (TiAlN), tandis que la surface faiblement hydrophile présente un régime intermédiaire caractérisé par l'apparition d'un *rebound* entre $T_0 = 200$ et 250°C . Lorsque la température augmente davantage, une transition *break-up–rebound* est mise en évidence à $T_0 = 425^\circ\text{C}$ pour la surface faiblement hydrophile et à $T_0 = 475^\circ\text{C}$ pour la surface très hydrophile. Au-delà de ces températures, l'ensemble des surfaces, indépendamment de leur mouillabilité, présentent un régime de *rebound*, indiquant l'établissement d'un film de vapeur suffisamment stable pour empêcher tout contact durable entre le liquide et la paroi.

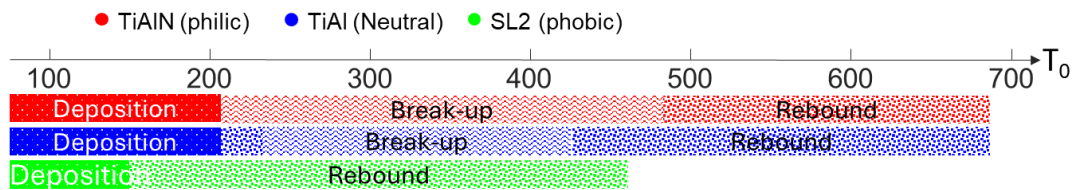


Figure 3 : Régime observé en fonction de la température de la paroi et de la mouillabilité

4.2. Densité de flux maximale :

Lors de l'impact d'une goutte froide sur une surface chaude, la densité de flux thermique maximale est atteinte aux premiers instants du contact liquide–solide, sous l'effet du gradient de température très élevé à l'interface. Elle est généralement décrite à l'aide de modèles de température de contact, fondés sur l'hypothèse d'un contact instantané entre le liquide et le substrat :

$$T_c = \frac{e_l T_{d,0} + \gamma e_w T_0}{e_l + \gamma e_w}, \quad (4)$$

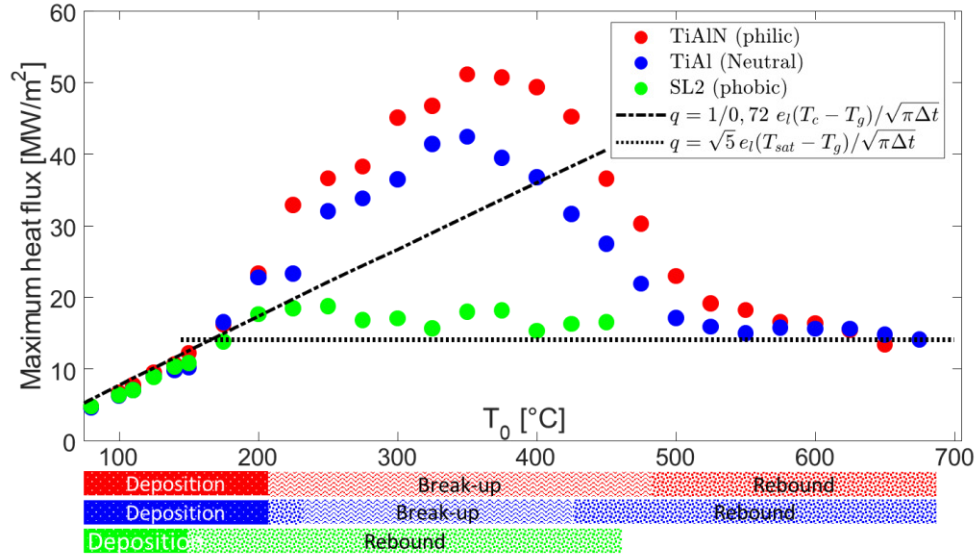


Figure 4 : Densité de flux maximal relevée lors de l'impact en fonction de la température initial de la paroi et de la mouillabilité, model de [5] et [8]

avec e_l et e_w représentent les effusivités thermiques du liquide et du substrat respectivement. En dérivant l'expression (4), il est possible d'obtenir la densité de flux maximal de chaleur échangée à la paroi :

$$q_{\max}'' = \frac{e_l(T_c - T_{d,0})}{\gamma \sqrt{\pi} \sqrt{\Delta t}}, \quad (5)$$

Le temps Δt introduit dans l'équation (5) correspond entre t_0 (l'instant réel de l'impact) et $t_0 + t_{\text{freq}}$, avec t_{freq} à la période d'acquisition de la caméra. Un décalage moyen de $\Delta t = 0.5 t_{\text{freq}} = 0.5/2000$ s est donc choisi. Pour prendre en compte l'influence des écoulements internes qui peuvent apparaitre dans le liquide, Roisman *et al.* [8] ont proposé d'introduire le paramètre γ . Leur modèle tient compte du développement conjoint des couches limites thermique et cinématique à l'interface entre la goutte et la paroi solide au cours de l'étalement et conduit à $\gamma \approx 0,72$. Sans écoulement, le paramètre γ est égal à 1. Dans le cadre d'impact en régime de Leidenfrost, en supposant un champ de vitesse interne similaire à la solution d'écoulement proposée par Yarin et Weiss [9] pour une goutte s'étalant sur une paroi sans frottement, Castanet *et al.*[5] ont obtenu $\gamma = 1/\sqrt{5}$.

La Figure 4 présente la densité de flux maximale atteinte lors de l'impact de la goutte, pour différentes températures initiales de paroi, les trois mouillabilités et un nombre de Weber de 53, ainsi que le type d'impact associé. Le modèle de Roisman *et al.*[8] fournit des valeurs très proches des données expérimentales pour des températures inférieures à $T_0 = 175^\circ\text{C}$. Au-delà, le modèle sous-estime la densité de flux, la nucléation apparaissant dès l'impact et ajoutant un transfert thermique lié au changement de phase à celui dû à la différence de température entre les deux corps. Sur la surface hydrophobe, l'impact passe en régime de rebound dès $T_0 = 150^\circ\text{C}$, avec des densités de flux maximales constantes, indépendantes de la température du substrat. Le modèle de Castanet *et al.*[5] fournit alors une estimation très proche des valeurs mesurées, conforme à l'hypothèse d'étalement sans frottement.

Les deux surfaces hydrophiles entrent en régime de break-up à partir de $T_0 = 200^\circ\text{C}$ et la densité de flux maximale augmente avec la température. Les deux courbes présentent des tendances similaires, bien que la surface la plus hydrophile conduise à des flux légèrement supérieurs. Cette différence ne peut être attribuée aux incertitudes de mesure. La couche de TiAl étant déposée sur le TiAlN, l'empilement augmente la résistance thermique effective. Bien que minces, ces couches peuvent ainsi atténuer la densité de flux mesurée, effet masqué à plus basse température par l'échelle du graphique et les incertitudes.

Pour les deux surfaces hydrophiles, la densité de flux atteint un maximum (50 MW/m² pour le TiAlN et 42 MW/m² pour le TiAl à 350 °C), puis décroît jusqu'à des valeurs proches de celles de la surface hydrophobe lors de la transition vers le régime de *rebound*. Cette décroissance est plus marquée pour la surface faiblement hydrophile, avec une transition plus précoce.

4.3. Surface maximale thermiquement active

L'expression de la densité de flux thermique maximale (équation 5), établie pour le premier contact liquide–solide, est aussi valable dans le domaine temporel. Le temps est défini comme $t = 0,5 t_{\text{image}}/2000$, correspondant au milieu de l'intervalle d'acquisition de chaque image. La densité de flux thermique s'écrit alors :

$$q''(t) = \frac{1}{0.72} \frac{e_l(T_c - T_{d,0})}{\sqrt{\pi} \sqrt{t}}, \quad (6)$$

Cette expression décrit l'évolution temporelle de la densité de flux lors de l'établissement d'un contact liquide–solide. Lorsqu'un tel contact intervient, les densités de flux sont nettement plus élevées que dans les zones sans mouillage ou étant mouillées depuis longtemps, ces dernières ayant déjà subi un refroidissement local. Sur cette base, une surface dite *thermiquement active* est définie comme l'ensemble des points pour lesquels la densité de flux thermique locale est supérieure à la densité de flux calculée à partir de l'équation (6). Cette surface ne correspond pas à la surface mouillée totale, mais à la zone de mouillage instantané, révélatrice de l'établissement récent du contact liquide–solide et de l'avancée du front de mouillage thermique. Concrètement, pour chaque image suivant l'impact, le nombre de pixels présentant une densité de flux supérieure à $q''(t)$, avec t le temps écoulé depuis l'impact jusqu'à l'image considérée, est comptabilisé. Cette analyse est menée sur les 20 premières images, correspondant à 10 ms après l'impact, durée généralement nécessaire pour atteindre l'étalement maximal de la goutte.

La Figure 5 présente l'évolution de la surface thermiquement active maximale pour les trois mouillabilités étudiées, en fonction de la température de la paroi. Cette surface reste constante pour des températures inférieures à $T_0 = 175^\circ\text{C}$ et dépend fortement de la mouillabilité : plus la surface est mouillante, plus la surface thermiquement active maximale est élevée. Au-delà de $T_0 = 175^\circ\text{C}$, les densités de flux mesurées deviennent nettement supérieures à celles estimées par le modèle basé sur la nucléation (cf. section *Densité de flux maximale*). Cette augmentation de la densité de flux se traduit par une croissance brutale de la surface thermiquement active maximale, particulièrement marquée pour les deux surfaces hydrophiles. Le maximum de surface thermiquement active apparaît à la transition entre les régimes de déposition et de *break-up*. En effet, la nucléation précoce tend à projeter le liquide lors de l'impact. À faible surchauffe, cette projection s'effectue majoritairement parallèlement à la surface, ce qui favorise l'augmentation de la surface thermiquement active. À plus forte surchauffe, la projection devient principalement perpendiculaire à la surface, entraînant une diminution de la surface de contact. Ce phénomène s'intensifie avec l'augmentation de la température de la paroi. Pour la surface hydrophobe, la surface thermiquement active maximale atteint un maximum à $T_0 = 175^\circ\text{C}$, puis décroît progressivement pour s'annuler à $T_0 = 275^\circ\text{C}$, ce qui marque l'entrée dans le régime de Leidenfrost. À partir de $T_0 = 300^\circ\text{C}$, l'influence de la mouillabilité sur la surface thermiquement active maximale devient moins prépondérante. Pour les deux surfaces

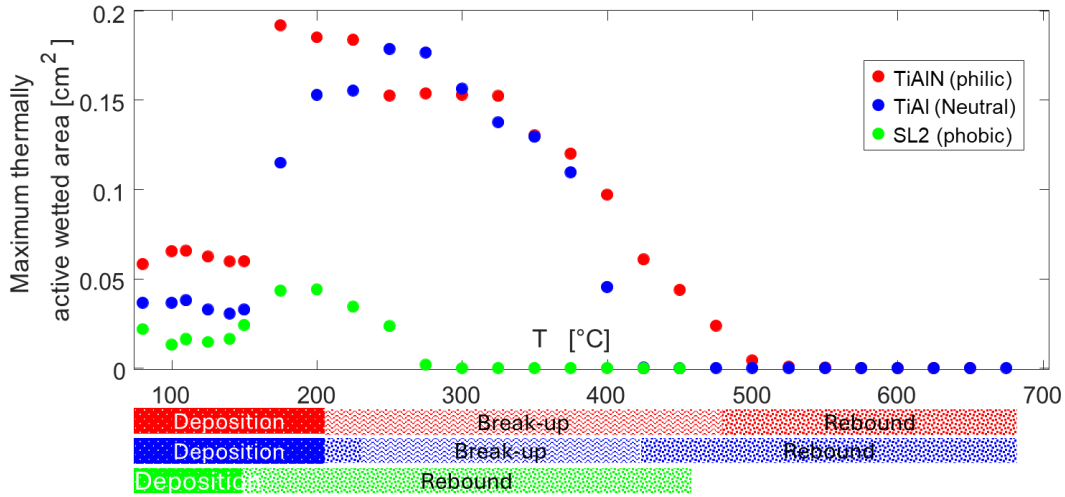


Figure 5 : Surface maximale thermiquement active en fonction de la température initial et de la mouillabilité

hydrophiles, celle-ci diminue continûment avec l'augmentation de la température de la paroi, jusqu'à la transition entre les régimes de *break-up* et de *rebound*, où la surface thermiquement active maximale devient nulle.

4.4. Flux maximal échangé avec la paroi

Le flux échangé au cours du temps à la paroi s'obtient en intégrant la densité de flux sur la surface :

$$Q(t) = \iint q''(x,y,t) dx dy \quad (7)$$

La Figure 6 montre le flux maximum lors de l'impact de la goutte, à différentes températures initiales de paroi, pour les trois mouillabilités et le type d'impact qui lui est associée. Jusqu'à 150°C, le flux maximal croît quasi linéairement avec la température pour les trois surfaces. Pour ces températures, la densité de flux maximale est similaire (Figure 4), les différences observables proviennent de la surface mouillée. Sur les surfaces de TiAl et SL2 en dépôt, la surface mouillée est très similaire et avec une densité de flux maximale similaire, les deux parois donnent des flux maximaux similaires. La surface de TiAlN, avec une mouillabilité bien plus importante donne des surfaces mouillées plus importantes et donc un flux maximal plus important. La densité de flux maximum plateau étant atteinte autour de 175°C sur la surface hydrophobe, et la goutte étant en régime de *rebound*, avec une surface de contact invariante, le flux maximum atteint lui aussi un plateau. À partir de 175°C, comme précédemment expliqué, la densité de flux croît de manière plus prononcée sur les surfaces de TiAlN et TiAl avec l'apparition de la nucléation dès la phase d'impact. Cela se traduit par un accroissement du flux maximal plus important. Lors de la transition du régime d'impact de *deposition* à *break-up* (à $T_0=200^\circ\text{C}$), un maximum local est atteint sur la surface de TiAlN. L'impact est encore largement mouillant à cette température, se traduisant par une surface d'échange très importante. Au-delà de cette température, la densité de flux croît moins vite que la surface de contact diminue. En conséquence, le flux maximum décroît jusqu'à ce que la densité de flux croisse plus vite que la surface de contact diminue. Ce phénomène est aussi observable sur la surface de TiAl mais est beaucoup moins marqué car la surface de contact diminue faiblement.

Le flux maximal est atteint pour les deux surfaces non hydrophobes autour de $T_0=375^\circ\text{C}$ à 400W. Une diminution forte du flux apparaît dès le changement de régime d'impact, de *break-*

up à *rebound* pour les deux parois. Le flux maximal, atteint un seuil identique autour de 150W pour les trois mouillabilités une fois la transition des régimes terminée.

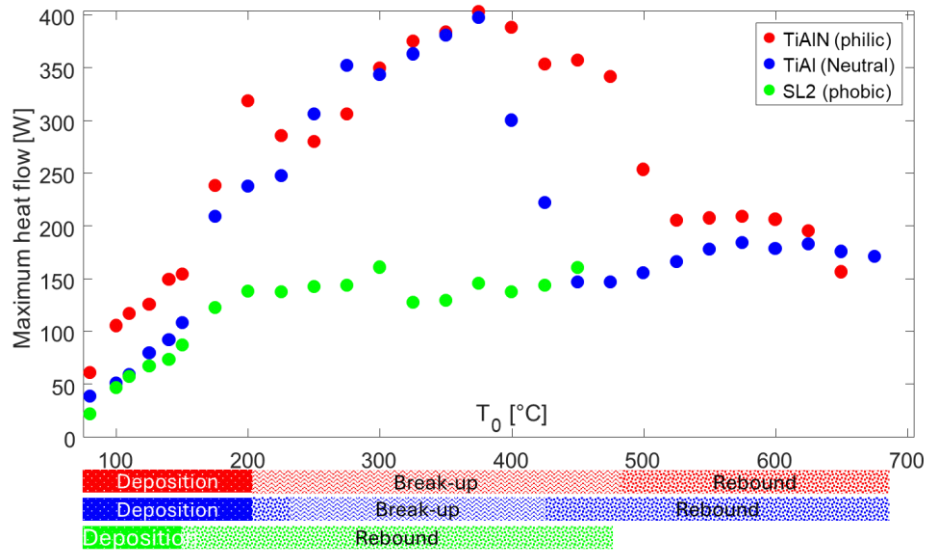


Figure 6 : Flux maximal relevé lors de l'impact en fonction de la température initiale et de la mouillabilité

5. Conclusion

Ce travail a permis d'analyser les transferts thermiques lors de l'impact de gouttes d'eau sur des surfaces chauffées, en couvrant une large gamme de températures et de conditions de mouillabilité grâce à l'utilisation de thermographie infrarouge. Les résultats mettent en évidence le rôle déterminant de la température de paroi et de la mouillabilité dans la dynamique d'impact, les régimes observés et l'intensité des échanges thermiques. Le modèle de contact thermique demeure valide tant que la nucléation n'intervient pas pendant les premiers instants d'impact. La nucléation modifie la densité de flux maximale en ajoutant l'énergie de vaporisation. La transition de régime *break-up-rebound* semble être un marqueur de l'entrée en régime d'impact non mouillant, avec une surface thermique active tombant à 0 pour les surfaces hydrophiles.

Références :

- [1] Breitenbach et al., Phenomena of Drop Impact on Hot Surfaces: Pure Newtonian Liquids, 2015
- [2] Chen et al., Experimental study on the secondary droplet formation mechanism when droplet impacting on superheated surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 185 (2022), 1224.
- [3] Lee et al., Drop impact on hot plates: contact times, lift-off and the lamella rupture. *Soft Matter*, 16(34) (2020), 7935-7949.
- [4] M. Khavari et al., Fingering patterns during droplet impact on heated surfaces, *Soft Matter*, 2015
- [5] Castanet et al., The Leidenfrost transition of water droplets impinging onto a superheated surface. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 160(2020), 120126.
- [6] Q. Ma et al. Droplet impact on superheated surfaces with different wettabilities, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2019
- [7] T. Potaufoux et al., Heat flux reconstruction in droplet impact experiments using infrared thermography through sapphire. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 256 (2026), 128069.
- [8] V. Roisman, Fast forced liquid film spreading on a substrate: flow, heat transfer and phase transition, *Journal of Fluid Mechanics* 656 (2010) 189–204.
- [9] Yarin et al., Impact of drops on solid surfaces: self-similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity, *Journal of Fluid Mechanics* 283 (1995) 141–173.