

Pyromètre trois couleurs pour la mesure de l'absorptivité des métaux liquides à la longueur d'onde de chauffage

Liquid metal absorptivity measurement at the heating wavelength through three-colour pyrometry

Maelenn LE MENER¹, Coline BOURGÈS¹, Elodie COURTOIS¹, Mickael COURTOIS¹, Thomas PIERRE^{1*}

¹ Univ. Bretagne Sud, UMR CNRS 6027, IRDL, F-56100 Lorient, France.

* auteur correspondant : thomas.pierre@univ-ubs.fr

Résumé – Les simulations numériques de procédés industriels à haute température, tels que le soudage, nécessitent la prise en compte des propriétés physiques thermodépendantes du matériau et de paramètres d'entrée comme la fraction absorbée de la puissance laser, généralement utilisée dans ces procédés. Une solution consiste à traiter les signaux radiatifs émis par le matériau pendant son refroidissement, c'est-à-dire lorsque le laser est éteint, par pyrométrie multispectrale. Trois signaux mesurés à trois longueurs d'onde différentes suffisent : deux signaux pour la mesure de la température et, une fois celle-ci connue, un signal pour la mesure de l'absorptivité. La méthodologie, les résultats et les incertitudes sont présentés sur les matériaux suivants : le fer, le zirconium et le nickel.

Abstract – Numerical simulations of high-temperature industrial processes, such as welding, require consideration of the material's temperature-dependent physical properties and input parameters like the absorbed fraction of the laser power typically used in these processes. One solution is to process the radiative signals emitted by the material during its cooling, i.e., when the laser is switched off, using multispectral pyrometry. Three signals measured at three different wavelengths are sufficient: two signals for temperature measurement and, once the temperature is known, one signal for absorptivity measurement. The methodology, results, and uncertainties are presented for the following materials: iron, zirconium, and nickel.

Nomenclature

Lettres latines

C_1	constante, $\text{W} \cdot \mu\text{m}^4 \cdot \text{m}^{-2}$
C_2	constante, $\mu\text{m} \cdot \text{K}$
K	coefficient d'étalonnage
f	fonction de transfert
L	luminance spectrale, $\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \mu\text{m}^{-1} \cdot \text{sr}^{-1}$
S	signal, μA
T	température, K

Lettres grecques

$\alpha_\lambda^\perp$	absorptivité normale spectrale
------------------------	--------------------------------

$\varepsilon_\lambda^\perp$	émissivité normale spectrale
λ	longueur d'onde, μm

Indices et exposants

i	numéro de signal
m	fusion (melting)
o	corps noir
λ	spectral(e)
$'$	directionnel(le)
$\perp$	normal(e)

1. Introduction

Les simulations numériques développées pour simuler les procédés industriels à haute température, tels que le soudage, nécessitent la prise en compte des propriétés physiques thermodépendantes du matériau et de paramètres d'entrée comme la fraction absorbée de la

puissance laser, généralement utilisée dans ces procédés. La littérature mentionne de nombreux travaux donnant les valeurs d'émissivité, donc d'absorptivité via la loi de Kirchhoff pour une longueur d'onde et une direction données (par exemple [1]-[6]). Dans le cas de métaux liquides, si l'on suppose que les propriétés radiatives sont relativement constantes en fonction de la température, la dépendance à la longueur d'onde existe [7][8].

En plus de l'aspect pratique lié à la nécessité de connaître l'absorptivité spectrale à la longueur d'onde du laser de chauffe, cette étude contribue à augmenter les connaissances sur l'émissivité/absorptivité spectrale des métaux liquides dans le domaine infrarouge et plus précisément pour les longueurs d'onde spécifiques des lasers utilisés lors du soudage.

Expérimentalement, la puissance optique initialement émise par le laser peut être mesurée à l'aide d'un puissance-mètre. L'absorptivité, elle, varie selon la longueur d'onde du laser et les principales longueurs d'onde laser utilisées dans l'industrie sont 1 064 nm [9], 1 070 nm [10], 1 030 nm (lasers à diodes [11]) et 10 μm (laser CO₂ [12]). Cette étude porte sur un laser à fibre d'ytterbium à 1 070 nm [13]. La mesure directe de l'absorptivité à la longueur d'onde du laser est possible, mais pas lorsque le laser est allumé, car les signaux reçus par les instruments associés à l'expérience (pyromètre, spectroradiomètre, etc.) sont perturbés et saturés. Une solution consiste à traiter les signaux pendant le refroidissement, c'est-à-dire lorsque le laser est éteint. Cependant, la mesure de l'absorptivité suppose la connaissance de la température, conformément à la loi de Planck. Bien utilisée, la pyrométrie multispectrale est une méthode adéquate pour mesurer simultanément la température et l'émissivité. Dans ce cas, trois signaux mesurés à trois longueurs d'onde différentes suffisent : deux signaux pour la mesure de la température et, une fois celle-ci connue, un signal pour la mesure de l'absorptivité. Cette communication présente le développement théorique, lequel est ensuite testé expérimentalement sur les matériaux suivants : le fer, le zirconium et le nickel. Les résultats ainsi que les calculs d'incertitude sont également proposés.

L'article est construit comme suit : la section 2 présente le développement théorique ; le dispositif expérimental est expliqué en section 3 ; les résultats expérimentaux sont tracés et discutés en section 4 ainsi que les incertitudes de mesure.

2. Développement théorique

Soient trois longueurs d'onde réparties de la façon suivante : $\lambda_1 < \lambda_2 < \lambda_3$. Les signaux issus des longueurs d'onde λ_1 et λ_3 sont utilisés pour déterminer la température, tandis que le signal de la longueur d'onde λ_2 , qui est celle du laser de chauffage, est traité pour calculer l'absorptivité considérant la loi de Kirchhoff : $\alpha'_\lambda = \varepsilon'_\lambda$ [8].

Seule la direction normale est considérée ici ($' = \perp$). Le signal S_i mesuré par chaque voie i est :

$$S_i = f_i \varepsilon_i^\perp L^o(\lambda_i, T) \quad (1)$$

$$L^o(\lambda_i, T) = \frac{C_1}{\pi} \lambda_i^{-5} \exp\left(-\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) \quad (2)$$

où λ_i est la longueur d'onde représentative, f_i la fonction de transfert du pyromètre, $\varepsilon_i^\perp$ l'émissivité normale spectrale, et $L^o(\lambda_i, T)$ la luminance spectrale d'un corps noir supposant l'approximation de Wien ($\lambda T < 3\,000 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ [7]) où $C_1 = 3,741 \times 10^8 \text{ W} \cdot \mu\text{m}^4 \cdot \text{m}^{-2}$, $C_2 = 14\,388 \mu\text{m} \cdot \text{K}$ [8] et T la température.

Des relations (1) et (2), il est possible d'exprimer le ratio des signaux linéarisé aux deux longueurs d'onde λ_1 et λ_3 :

$$\ln\left(\frac{S_1}{S_3}\right) = \ln\left(\frac{\varepsilon_1^\perp}{\varepsilon_3^\perp}\right) + \ln\left[\frac{f_1}{f_3} \left(\frac{\lambda_3}{\lambda_1}\right)^5\right] + \frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\lambda_3} - \frac{1}{\lambda_1}\right) \quad (3)$$

$$\ln\left(\frac{S_1}{S_3}\right) = \ln\left(\frac{\varepsilon_1^\perp}{\varepsilon_3^\perp}\right) + K_2 + \frac{K_1}{T} \quad (4)$$

Dans la relation (4), les coefficients K_1 et K_2 doivent être estimés par étalonnage avec un corps noir :

$$\ln\left(\frac{S_1}{S_3}\right) = \frac{K_1}{T} + K_2 \quad (5)$$

Une fois K_1 et K_2 connus, le ratio d'émissivité $\varepsilon_1^\perp/\varepsilon_3^\perp$ dans la relation (4) est déterminé grâce à la relation (6) pour la température connue de fusion T_m du matériau testé. Ce ratio est assumé constant quelle que soit la température à l'état liquide [7].

$$\ln\left(\frac{\varepsilon_1^\perp}{\varepsilon_3^\perp}\right) = \ln\left(\frac{S_1}{S_3}\right) - K_2 - \frac{K_1}{T_m} \quad (6)$$

Finalement, la température de l'échantillon est obtenue grâce à la relation directe :

$$T = \frac{K_1}{\ln\left(\frac{S_1 \varepsilon_3^\perp}{S_3 \varepsilon_1^\perp}\right) - K_2} \quad (7)$$

La même méthodologie est appliquée au signal S_2 où les constantes K_3 et K_4 sont déterminées par étalonnage avec un corps noir ($\varepsilon_2^\perp = 1$).

$$\ln(S_2) = \ln(\varepsilon_2^\perp) + \ln(f_2 C_1 \lambda_2^{-5}) - \frac{C_2}{\lambda_2 T} \quad (8)$$

$$\ln(S_2) = \ln(\varepsilon_2^\perp) + K_4 + \frac{K_3}{T} \quad (9)$$

Finalement, la relation (10) calcule l'absorptivité normale spectrale $\alpha_2^\perp$ à 1 070 nm en considération de la loi de Kirchhoff :

$$\alpha_2^\perp = \exp[\ln(S_2) - K_4 - K_3 T^{-1}] \quad (10)$$

3. Présentation de l'expérience

L'expérience est basée sur la lévitation aérodynamique de sphères liquides millimétriques chauffées par laser. Ce dispositif a été développé pour la caractérisation de propriétés physiques de métaux (masse volumique [14], tension de surface [15], capacité thermique [16], viscosité [17]) et une description complète est disponible dans les références citées ci-avant.

Soit le pyromètre trois couleurs schématisé Figure 1. Il est composé de deux lentilles convergentes qui focalisent sur une zone de l'échantillon de 1 mm de diamètre et qui collectent le flux radiatif. Ce flux traverse une fibre optique, une dernière lentille convergente, puis est orienté par deux miroirs dichroïques vers trois filtres passe-bande et trois détecteurs silicium (Thorlabs).

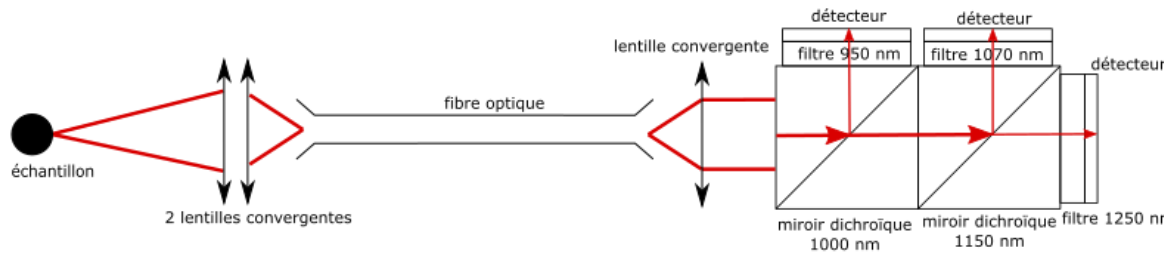


Figure 1 : Schéma du pyromètre trois couleurs.

Orientés à 45°, les miroirs dichroïques réfléchissent et transmettent des parts du flux radiatifs, respectivement, inférieures et supérieures aux longueurs d'onde de coupure de 1 000 nm et 1 150 nm. Les trois longueurs d'onde sélectionnées sont : $\lambda_1 = 950$ nm ($\tau_{max} > 90\%$; $FWHM = 10$ nm), $\lambda_2 = 1 070$ nm ($\tau_{max} > 90\%$; $FWHM = 10$ nm) et $\lambda_3 = 1 250$ nm ($\tau_{max} > 90\%$; $FWHM = 10$ nm).

Les trois métaux purs testés ont des diamètres compris entre 2,5 mm et 2,8 mm : nickel (99,99 %, $T_m = 1 728$ K), fer (99,95 %, $T_m = 1 811$ K), zirconium (99,20 %, $T_m = 2 128$ K). Pour la partie étalonnage mentionnée en Section 2, un corps noir maison en graphite de type cavité est placé en lieu et place du lévitateur. Il est chauffé par laser et contrôlé par un pyromètre commercial deux couleurs (Lumasense ISR6) de longueurs d'onde 0,90 μ m et 1,05 μ m. Ce corps noir a été dimensionné pour avoir une émissivité apparente en sortie proche de l'unité.

$$\varepsilon_{app} = \frac{2\sqrt{\varepsilon}}{1 + \sqrt{\varepsilon}} \quad (11)$$

$$\varepsilon_{app} = 1 - \left(\frac{1 - \varepsilon}{\varepsilon} \right) \left(\frac{1}{1 + \frac{\ell^2}{r^2}} \right) \quad (12)$$

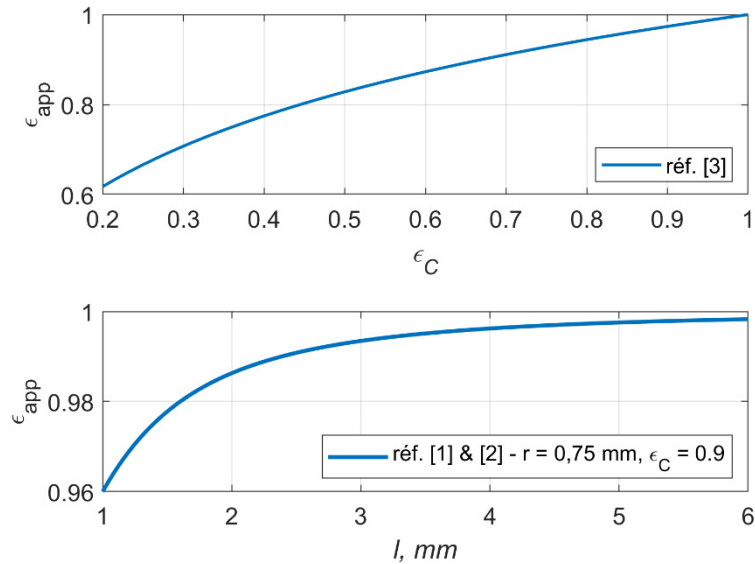


Figure 2 : Émissivités apparentes calculées à l'aide des relations (11) et (12).

La littérature cite plusieurs études sur le sujet : une basée sur la connaissance de l'émissivité du matériau (carbone bien souvent) et un ratio profondeur sur rayon de la cavité ℓ/r (12) [18]-[19] ; et une basée uniquement sur l'émissivité du matériau mais dans le cas d'un cylindre de longueur infinie de rayon r (11) [20]. Pour des raisons d'encombrement, les dimensions du corps noir sont les suivantes : hauteur = 8 mm, $\ell = 4$ mm, $d = 2r = 1,5$ mm, pour une émissivité apparente selon la relation (12) de 0,997 si $\varepsilon_C = 0,9$.

Basée sur ces dimensions, une simulation Comsol® a été effectuée afin de vérifier l'homogénéité en température durant la phase de refroidissement dans la cavité. Il s'agit d'un modèle thermique 2D axisymétrique qui modélise le corps noir en graphite avec des conditions limites convecto-radiatives. Le chauffage laser est modélisé par un dépôt de chaleur surfacique sur la paroi de la cavité. La Figure 3 présente la température de la paroi de la cavité lors du refroidissement du corps noir. Quand le laser est coupé, la température s'homogénéise rapidement. Au bout de 8 s de refroidissement, la température moyenne est de 2 000 K et l'écart entre la température maximale et minimale est de 54 K, soit 2,7 % de la température moyenne.

Cet écart est considéré comme suffisamment faible pour supposer la température homogène sur la paroi de la cavité.

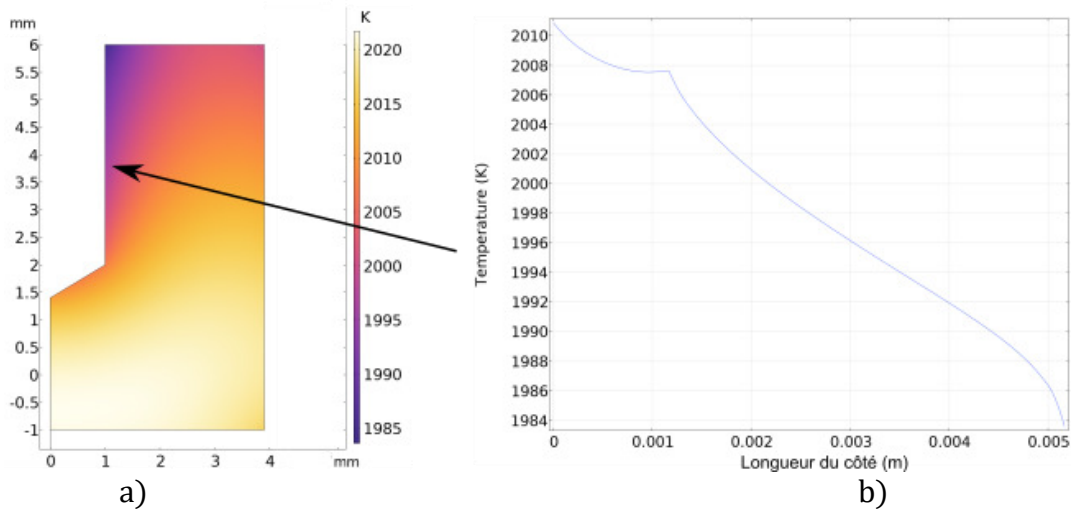


Figure 3. a) Champs de température et b) température le long de la paroi issus du modèle du corps noir pendant le refroidissement.

4. Résultats et discussion

La Figure 4 présente l'évolution des trois signaux S_1 , S_2 et S_3 en fonction du temps durant l'étalonnage avec le corps noir. Ces données brutes sont des courants électriques qui saturent à partir de $0,55 \mu\text{A}$. Le bruit (2 fois l'écart-type) pour chaque signal est : $\sigma_{S_1} = 2,4 \times 10^{-5} \mu\text{A}$, $\sigma_{S_2} = 2,3 \times 10^{-5} \mu\text{A}$ et $\sigma_{S_3} = 12,9 \times 10^{-5} \mu\text{A}$.

La Figure 5 trace l'évolution du rapport des signaux en fonction de $1/T$ (5) pour l'estimation des coefficients K_1 et K_2 par ajustement de la loi (5) par moindres-carrés sur les données expérimentales. La température est connue grâce au pyromètre commercial. Les valeurs des coefficients estimées sont $K_1 = (-3\,610 \pm 1) \text{ K}$ et $K_2 = (3,4341 \pm 0,0004)$. L'incertitude associée est définie à l'aides des matrices de covariance des paramètres estimées.

La Figure 6 trace la relation (9) ajustée sur l'évolution expérimentale de $\ln(S_2)$ en fonction de $1/T$ considérant $\ln(\varepsilon_2^\perp) = 0$ pour l'estimation des coefficients K_3 et K_4 par moindres carrés. Les valeurs estimées sont : $K_3 = (-13\,619 \pm 2) \text{ K}$ et $K_4 = (-9,8621 \pm 0,0008)$.

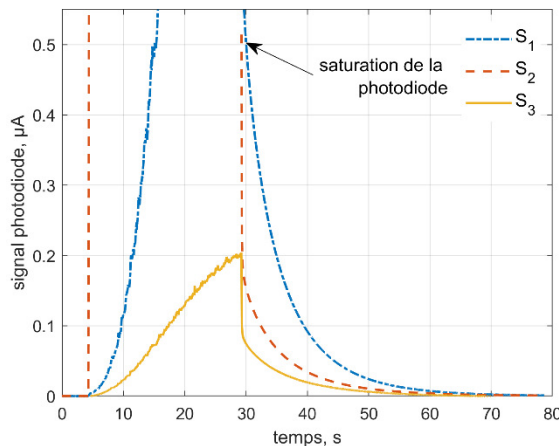


Figure 4 : Signaux bruts S_1 , S_2 et S_3 en fonction du temps durant l'étalonnage.

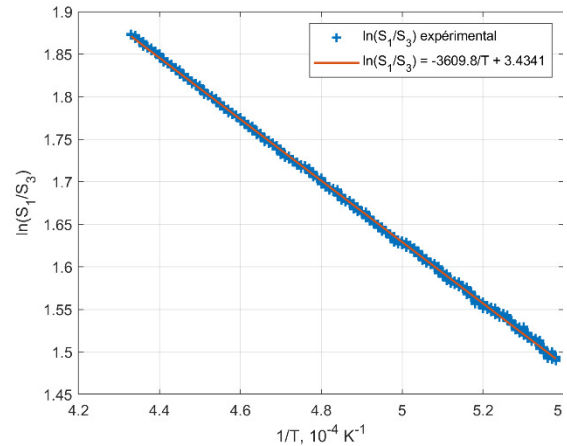


Figure 5 : Tracé pour l'estimation des coefficients K_1 et K_2 par moindres carrés.

Les calculs de K_1 et de K_3 à partir des relations (4), (5), (8) et (9) donnent $-3\,635 \text{ K}$ and $-13\,446 \text{ K}$, respectivement, ce qui est proche des valeurs estimées par moindres carrés mais exclues

de l'intervalle de confiance obtenue par la matrice de covariance des paramètres estimés. Les sources d'incertitude possibles sont les suivantes : le fait que la gamme spectrale de mesure ne soit pas idéalement monochromatique ; le rapport d'émissivité durant la phase d'étalonnage avec le corps noir ne soit pas unitaire ; la température mesurée par le pyromètre commercial présente un biais.

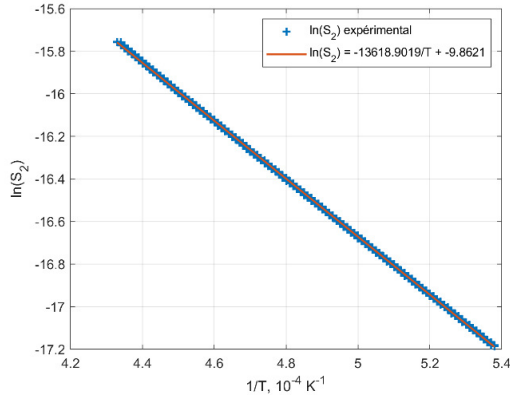


Figure 6 : Tracé pour l'estimation des coefficients K_3 et K_4 par moindres carrés.

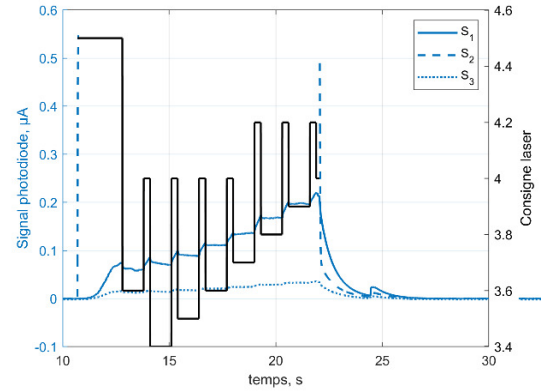


Figure 7 : Données brutes pour un test sur un échantillon de fer.

À titre d'exemple, la Figure 7 trace l'évolution des trois signaux mesurés par le pyromètre trois couleurs, ainsi que la consigne laser (échelle 0-10 V) en fonction du temps. Le plateau de solidification démarre à environ 24,5 s. Les valeurs des trois signaux à cet instant sont : $S_1 = 0,02413 \mu A$, $S_2 = 0,01216 \mu A$ et $S_3 = 0,00514 \mu A$. À l'aide de la relation (6), le calcul de $\ln(\varepsilon_1^\perp / \varepsilon_3^\perp)$ donne (0.106 ± 0.025) , c'est-à-dire $\varepsilon_1^\perp / \varepsilon_3^\perp = 1.11$, ce qui est cohérent avec le fait que l'émissivité décroît quand la longueur d'onde augmente [8].

L'équation (11) concerne l'évaluation des incertitudes sur plusieurs grandeurs calculées ou estimées, en considérant une fonction $f(x, y, z)$: $\ln(\varepsilon_1^\perp / \varepsilon_3^\perp)$, T , et $\alpha_2^\perp$ à partir des équations (6), (7) et (10), respectivement.

$$\sigma_f = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x} \sigma_x\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial y} \sigma_y\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial z} \sigma_z\right)^2} \quad (11)$$

Les Figures 8 à 10 tracent les absorptivités normales spectrales pour le fer, le nickel et le zirconium en fonction de la température. Les incertitudes calculées par la relation (11) sont présentées sous forme de barres horizontales et verticales.

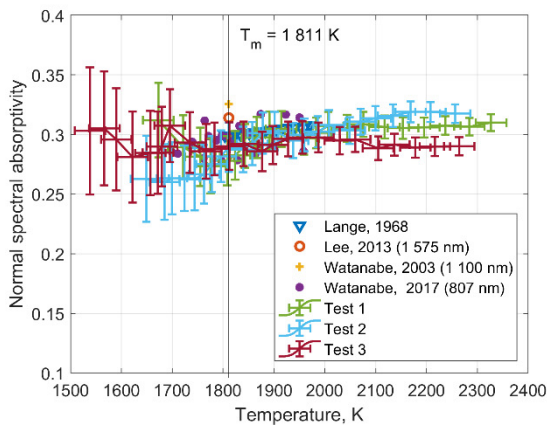


Figure 8 : Absorptivité normale spectrale du fer liquide en fonction de la température et comparaison avec la littérature.

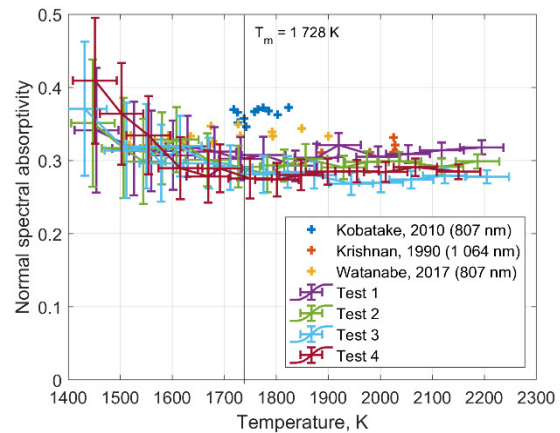


Figure 9 : Absorptivité normale spectrale du nickel liquide en fonction de la température et comparaison avec la littérature.

Les résultats des travaux sont présentés sous forme de traits continus avec des barres d'incertitude verticales et horizontales, et comparés aux données de la littérature. Les barres d'incertitude horizontales concernent la température ; elles sont évaluées à 30 K (valeur maximale) pour le fer, à 42 K pour le nickel et à 13 K pour le zirconium. On observe généralement que l'absorptivité est relativement constante en fonction de la température en phase liquide, ce qui confirme les résultats de la littérature [7]. L'absorptivité obtenue pour le fer à 1 070 nm se situe entre 1 500 K et 2 400 K, soit même pendant la phase de surfusion, et est très proche des autres mesures publiées, qui se situent dans l'intervalle des barres d'incertitude verticales pour les autres longueurs d'onde. Les résultats concernant l'absorptivité du nickel se situent entre 1 400 K et 2 300 K. L'évolution tend à diminuer puis à se stabiliser après la température de liquéfaction. Les valeurs obtenues à 1 070 nm sont inférieures à celles mesurées à des longueurs d'onde plus courtes, ce qui concorde avec le fait que l'émissivité (ou l'absorptivité) augmente lorsque la longueur d'onde diminue. Enfin, les valeurs d'absorptivité du zirconium sont relativement stables entre 1 800 K et 2 600 K. Ces résultats restent cohérents avec les données de la littérature, et confirment que l'émissivité augmente lorsque la longueur d'onde diminue.

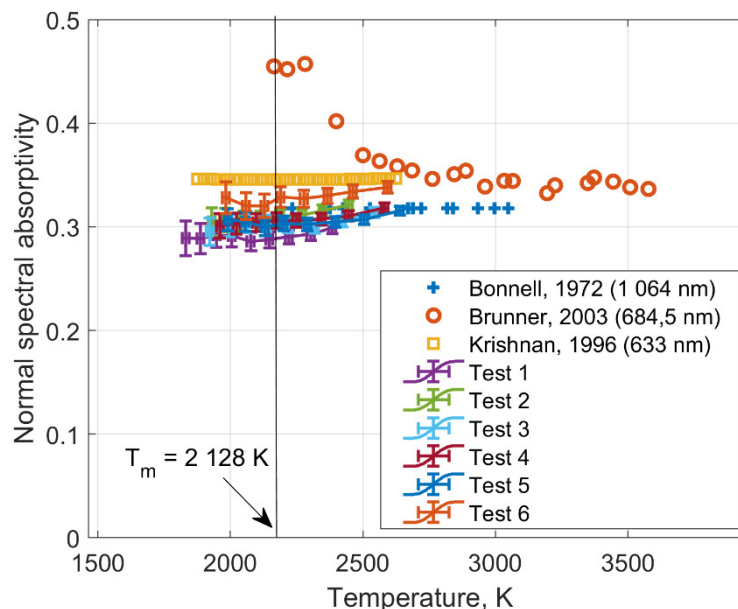


Figure 10 : Absorptivité normale spectrale du zirconium liquide en fonction de la température et comparaison avec la littérature.

Conclusion

Lorsqu'un échantillon métallique est chauffé par un laser, il est utile de connaître la fraction absorbée du flux incident, et donc l'absorptivité spectrale directionnelle, même à l'état liquide. Cet article décrit en détail le développement d'une méthodologie, à l'aide d'un pyromètre trois couleurs, permettant de déterminer l'absorptivité normale spectrale. Cette méthodologie repose sur l'étalonnage du pyromètre afin d'estimer un rapport d'émissivité et ainsi calculer la température. Une fois la température connue, l'absorptivité/l'émissivité peut être déduite. Des essais ont été réalisés sur trois échantillons métalliques : fer, nickel et zirconium. Des observations générales ont été faites et confirmées : premièrement, l'émissivité/l'absorptivité est stable en température lorsque les échantillons sont à l'état liquide ; deuxièmement, l'émissivité/l'absorptivité, même à l'état liquide, augmente lorsque la longueur d'onde diminue. Enfin, les mesures présentées sont en bon accord avec la littérature et pour une large gamme de températures.

Références

- [1] K. W. Lange and H. Schenck, Messung des spektralen Emissionsgrades von Metallen und Metallegierungen, *Archiv für das Eisenhüttenwesen* 39-8 (1968) 611-615.
- [2] D. W. Bonnell, J. A. Treverton, A. J. Valerga, and J. L. Margrave, in *Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry*, Vol. 4, Part 1, H. H. Plumb, ed. (ISA, Pittsburgh, 1972), p. 483.
- [3] S. Krishnan, G. P. Hansen, R. H. Hauge, and J. L. Margrave, Emissivities and optical constants of electromagnetically levitated liquid metals as functions of temperature and wavelength, *Materials Chemistry at High Temperatures: Characterization*. Totowa, NJ: Humana Press, (1990) 143-164.
- [4] A. Cezairliyan, A. P. Miiller, F. Righini, and A. Rosso, Radiance temperature and normal spectral emissivity of metals at their melting point as possible reference values, *Temperature: Its Measurement and Control in Science and Industry* 6 (1992), 377-382.
- [5] E. Kaschnitz, and A. Cezairliyan, Radiance temperatures at 1500 nm of niobium and molybdenum at their melting points by a pulse-heating technique, *International journal of thermophysics*, 17-5 (1996), 1069-1078.
- [6] A. Seifter, F. Sachsenhofer, S. Krishnan, and G. Pottlacher, Microsecond laser polarimetry for emissivity measurements on liquid metals at high temperatures—application to niobium, *International journal of thermophysics*, 22-5 (2001), 1537-1547.
- [7] J. R. Howell, M. Pinar Mengüç, R. Siegel, *Thermal Radiative heat transfer*, CRC Press, Sixth Edition, Boca Raton, 131-135 (2016).
- [8] Michael F. Modest, *Radiative heat transfer*, Academic Press, New-York (2013).
- [9] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, and M. Balabane, A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding, *Journal of Physics D: Applied Physics*, 46-50 (2013), 505305.
- [10] C. Spurk, F. Dietrich, J. Brüggengjürgen, M. Hummel, A. Häusler, A. Olowinsky, and J. Moosmann, Analysis of laser beam welding with superimposed 445 and 1070 nm wavelength lasers on copper by in situ synchrotron diagnostics, *Journal of Laser Applications*, 36-4 (2024), 042002.
- [11] R. Meillour, M. Courtois, C. Nahed, M. Carin, F. Simon, and I. Doyen, Primary investigation of oxidation influence on the cutting front profile during high-thickness laser cutting, *Journal of Laser Applications*, 37-2 (2025), 022021.
- [12] J. Daligault, M. Dal, C. Gorny, F. Coste, and R. Fabbro, Combination of Eulerian and ray-tracing approaches for copper laser welding simulation, *Journal of Laser Applications*, 34-4 (2022), 042042.
- [13] A. G. Olabi, F. O. Alsinani, A. A. Alabdulkarim, A. Ruggiero, L. Tricarico, and K. Y. Benyounis, Optimizing the CO2 laser welding process for dissimilar materials, *Optics and Lasers in Engineering*, 51-7 (2013), 832-839.
- [14] D. Le Maux, V. Klapczynski, M. Courtois, T. Pierre, and P. Le Masson, Surface Tension of Liquid Fe, Nb and 304L SS and Effect of Drop Mass in Aerodynamic Levitation, *Journal of Materials Science*, 57-25 (2022), 12094-106.
- [15] D. Le Maux, M. Courtois, T. Pierre, B. Lamien, and P. Le Masson, Density measurement of liquid 22MnB5 by aerodynamic levitation, *Review of Scientific Instruments*, 90-7 (2019), 074904.
- [16] M. Le Mener, C. Bourges, E. Courtois, T. Pierre, and M. Courtois, A New Approach to Determining the Specific Heat of Liquid Metals at High Temperatures by Aerodynamic Levitation, *International Journal of Thermophysics*, 47-1 (2026), 8.
- [17] T. Pierre, M. Courtois, D. Le Maux, M. Carin, and P. Le Masson, Gravity impact on viscosity measurements by aerodynamic levitation, *High temperatures – High pressure*, 53-3 (2024), 1-22.
- [18] J. Hartmann, «High-Temperature Measurement Techniques for the Application in Photometry, Radiometry and Thermometry». *Physics Reports*, vol. 469, no5, janvier 2009, p.205-69.
- [19] G. Bauer et K. Bischoff. «Evaluation of the Emissivity of a Cavity Source by Reflection Measurements». *Applied Optics*, vol. 10, no 12, décembre 1971, p. 2639-43.
- [20] T. Pierre, « Mesure de la température à l'échelle microscopique par voie optique dans la gamme ultraviolet-visible », thèse, Université de Lorraine, 2007.