

Mesure de la température par méthodes multi-spectrales de matériaux métalliques à haute température.

Kamal ENNASS ^{(1,2,3)*}, Benjamin REMY ^(1,2), Vincent SCHICK ^(1,2) et Johann MEULEMANS ^(2,3)

¹Laboratoire Énergies et Mécanique Théorique et Appliquée, Université de Lorraine, CNRS, 2 Av. de la Forêt de Haye, 54500 Vandœuvre-lès-Nancy, France

²Laboratoire commun Canopée, CNRS, Université de Lorraine, Saint-Gobain

³Saint-Gobain Research Paris, 39 quai Lucien Lefranc, F-93303 Aubervilliers, France

* (auteur correspondant : kamal.ennass@saint-gobain.com)

Résumé - Le contrôle précis de la température lors des procédés de fabrication des matériaux est un point crucial pour l'obtention des propriétés désirées. La mesure de la température est soumise aux nombreux biais et bruits de mesure. Dans le cadre de cette étude, l'outil métrologique utilisé est la thermographie infrarouge multi-spectrale qui présente l'avantage d'être une méthode sans contact. Cet article présente la méthode développée et les résultats théoriques et expérimentaux obtenus sur l'estimation de température de surface d'un matériau opaque, en étudiant aussi l'importance de la calibration de l'outil métrologique dans la précision des mesures. Des mesures de flux radiatif émis par un échantillon en nickel oxydé à $T = 985.65 \text{ K}$ ont permis d'estimer la température de surface avec un écart absolu de mesure de $err_T = 7.12 \text{ K}$. La recalibration de l'outil métrologique diminue légèrement l'écart à $err_T = 5.59 \text{ K}$.

Nomenclature

T	température, K	ε	émissivité
C_1	première constante de rayonnement, W.m^2	φ_λ	flux radiatif monochromatique, W.m^{-3}
C_2	deuxième constante de rayonnement, W.K	<i>Indices et exposants</i>	
M_λ	émittance monochromatique, W.m^{-3}	0	corps noir
<i>Symboles grecs</i>		λ	monochromatique
λ	longueur d'onde, m		

1. Introduction

Les mesures fiables et robustes des hautes températures sont essentielles pour de nombreuses applications industrielles. Une mesure précise permettra de contrôler et piloter des procédés industriels plus finement et de diminuer leur consommation énergétique.

Le contrôle précis de la température lors des procédés de fabrication des matériaux est un point crucial pour l'obtention des propriétés désirées. Les mesures sont soumises à des perturbations dues aux nombreux biais et bruits de mesure.

Les principales problématiques industrielles concernant le développement de nouveaux matériaux portent sur la convenance entre les modèles développés (« *fit for purpose model* ») et leur mise en œuvre pour répondre aux questions de dimensionnement ou d'assistance technique avec un délai raisonnable. La validation et la calibration des modèles peuvent alors s'appuyer sur des grandeurs physiques mesurées *in situ* ou *in operando*.

La thermographie infrarouge multi-spectrale est un outil métrologique non-perturbateur qui permet de mesurer et de visualiser des champs de température sans contact à la surface d'un matériau. Contrairement aux méthodes de mesure avec contact (thermocouples, thermomètre à

résistance...) qui présentent un risque d'endommagement aux hautes températures, les outils sans contact ont l'avantage de ne pas perturber le transfert de chaleur dans les matériaux avec une installation et maintenance relativement simples.

Il existe plusieurs travaux menés sur la mesure sans contact de la température de surface, nous pourrions citer notamment la pyrométrie à bande large, la pyrométrie monochromatique, la pyrométrie bichromatique (Krapez 2011 [1]) et la pyrométrie polychromatique (ou multi-spectrale) (Araujo 2017 [2] ; Coates 1981[3] ; Duvaut 1995 [4] ; Gardner 1981 [5]). Les biais des méthodes multi-spectrales ont aussi été récemment documentés (Krapez 2019 [6]).

Dans le cadre de cette étude, nous nous intéressons à la mesure multi-spectrale de la température de surface des matériaux opaques. Cette étude est la continuité des travaux de thèse de Ch. Rodiet au LEMTA [7,8]. L'un des résultats importants de ces travaux a été de définir des longueurs d'ondes optimales pour la mesure de la température la plus précise possible en régime stationnaire tenant compte du rapport signal/bruit et de la méconnaissance de l'émissivité.

Un défi majeur est la méconnaissance des propriétés optiques des matériaux et leur évolution en fonction de la température, la longueur d'onde et du temps, ce qui peut détériorer la précision de l'estimation.

Pour contourner ce biais, une méthode multi-spectrale a été développée pour estimer simultanément l'émissivité spectrale et la température de surface.

Dans cet article, nous évoquerons en première partie la méthode multi-spectrale avec le modèle d'émissivité spectrale, La deuxième partie traitera les résultats numériques de la méthode développée et la validation expérimentale dans le cas de correction et non correction du flux. Enfin, la troisième partie soulignera les conclusions majeures et évoquera les prochaines étapes de l'étude.

2. Méthodologie

Nous introduisons dans la loi de Planck un modèle d'émissivité en éléments finis :

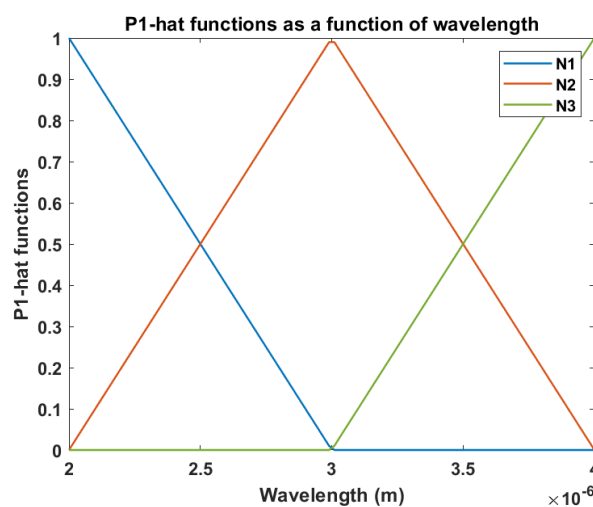


Figure 1 : Les fonctions chapeaux avec $\{\lambda_1 = 2\mu\text{m}; \lambda_2 = 3\mu\text{m}; \lambda_3 = 4\mu\text{m}\}$

$$\varphi(\lambda, T) = \left(\sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_{\lambda_j}(\lambda) \right) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} \quad (1)$$

Nous observons dans la figure 1 les fonctions chapeaux du modèle d'émissivité pour $n=3$ dans la bande spectrale entre 2 et 4 μm qui correspond à la bande d'intérêt dans le cas des hautes températures.

L'avantage de l'utilisation des fonctions chapeaux $N_j(\lambda)$ de type P1 (des polynômes d'interpolation de degré inférieur ou égal à 1) dans le modèle de l'émissivité est qu'elles permettent d'assurer la continuité du modèle comme illustrée dans la figure 1, mais également de sa dérivée presque partout (l'intégrale de la dérivée reste finie). La méthode est généralisable avec d'autres polynômes P2 ou P3 (les splines cubiques) pour modéliser des fonctions plus régulières.

Le décalage entre les fonctions chapeau rend les paramètres indépendants les uns des autres. Cela est démontré en calculant la matrice jacobienne contenant les dérivées du modèle (1) par rapport aux paramètres inconnus $\beta = [T, \varepsilon_{\lambda_1}, \varepsilon_{\lambda_2}, \dots, \varepsilon_{\lambda_n}]$:

$$\frac{\partial \varphi}{\partial T} = \left(\sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_{\lambda_j}(\lambda) \right) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5} \left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T^2}\right) \exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right)}{\left(\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1\right)^2} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial \varepsilon_{\lambda_j}} = N_{\lambda_j}(\lambda) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1}, \forall(j) \in [1; n] \quad (3)$$

En utilisant cette méthode, les fonctions par morceaux sont théoriquement capables de décrire plusieurs types de variations d'émissivité. Un autre avantage est que les paramètres estimés ont tous des valeurs physiques définie entre 0 et 1, contrairement aux approches précédemment développées [8].

Pour estimer simultanément les coefficients d'émissivité spectrale avec la température de surface, la fonction coût (4) est minimisée à l'aide de l'algorithme des moindres carrés de Levenberg-Marquardt [9,10] implémenté dans MATLAB [11]. La fonction de coût représente l'écart quadratique entre le flux mesuré et le flux prédit par la loi de Planck :

$$J(T, \varepsilon_{\lambda_1}, \varepsilon_{\lambda_2}, \varepsilon_{\lambda_3}) = \sum_{i=1}^4 \left(\varphi_i^{emitted}(\lambda_i) - \varphi_i(\lambda_i, T, \varepsilon_{\lambda_1}, \varepsilon_{\lambda_2}, \varepsilon_{\lambda_3}) \right)^2 \quad (4)$$

3. Résultats

3.1. Résultats numériques

Les résultats présentés dans cette partie sont issus des simulations numériques, le flux radiatif « mesuré » est simulé à partir de la loi de Planck auquel nous rajoutons un bruit de mesure $\sigma_\varphi = 8.97 * 10^4 W/m^3$ calculé expérimentalement. Le flux synthétique présenté dans la figure 3 est simulé à la température $T = 985.65 K$ et avec l'émissivité spectrale du nickel Ni201 oxydé mesurée avec le spectromètre Vertex 80v FT-IR aux longueurs d'ondes $\lambda_{simul} = \{2.00; 2.35; 2.85; 4.00\} \mu m$ (voir figure 2) et à $T = 300.00 K$ (nous supposons ici que

l'émissivité n'est pas une fonction de la température). Les longueurs d'onde correspondent aux valeurs centrales des filtres monochromatiques installés dans la caméra infrarouge et sont adjacentes aux longueurs d'ondes optimales de mesure de la température $T = 623.00 K$ utilisées dans [8].

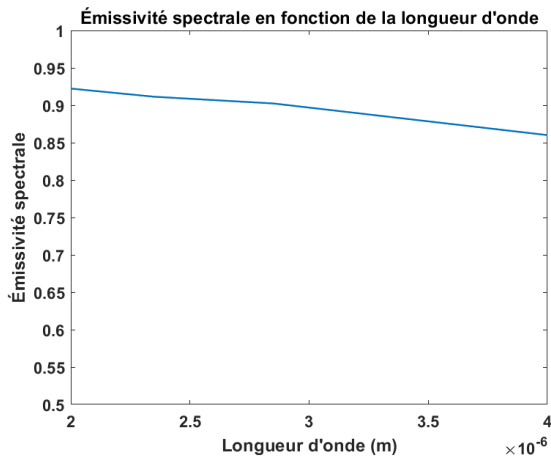


Figure 2 : Émissivité spectrale mesurée avec spectromètre

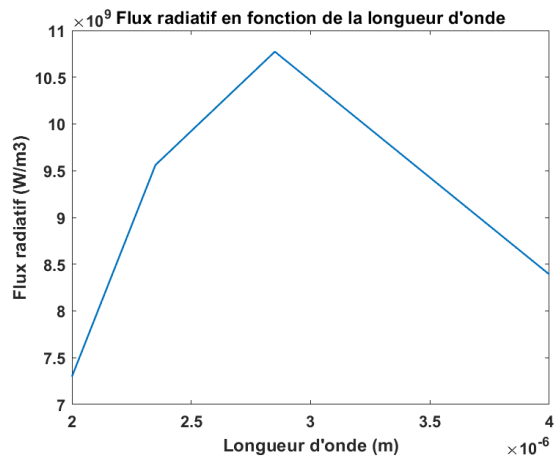


Figure 3 : Flux radiatif simulé

Le tableau 1 et les figures 4 et 5 présentent les résultats d'estimation de la température de surface et des coefficients d'émissivité spectrale du nickel à $\{\lambda_1 = 2.00; \lambda_2 = 2.35; \lambda_3 = 4.00\} \mu m$ avec les valeurs initiales $\beta^{ini} = [T^{ini}, \varepsilon_{\lambda_1}^{ini}, \varepsilon_{\lambda_2}^{ini}, \varepsilon_{\lambda_3}^{ini}] = [1200.00, 1.00, 1.00, 1.00]$ et les longueurs d'onde d'estimation $\lambda_{simul} = \{2.00; 2.35; 2.85; 4.00\} \mu m$.

Température simulée (K)	Température estimée (K)	Erreur d'estimation de la température (K)	Coefficients estimés d'émissivité spectrale
985.65	974.83	-10.82	[1.00; 0.97; 0.89]

Tableau 1 : Résultats de l'estimation numérique de la température avec la méthode multi-spectrale

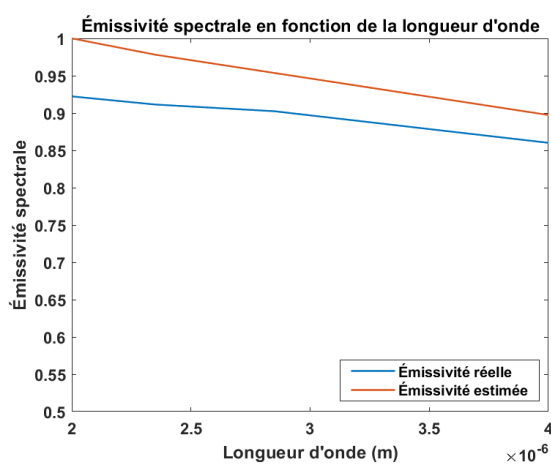


Figure 4 : Résultats de l'estimation numérique de l'émissivité

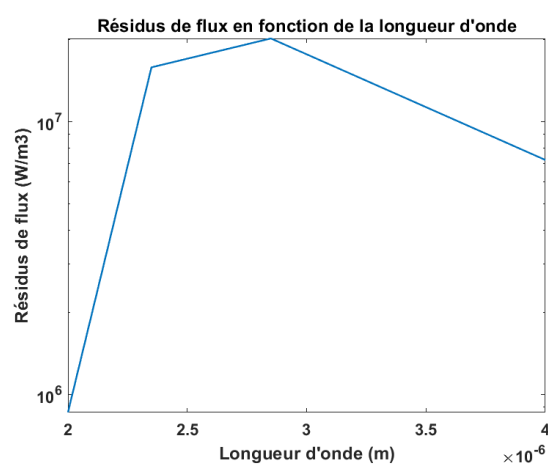


Figure 5 : Résidus de flux issus de l'estimation numérique

L'erreur d'estimation obtenue est négligeable (1.09% en erreur relative) même en présence de bruit de mesure simulé. A partir des résidus non nuls dans la figure 5, nous pouvons conclure que les résultats de l'estimation ne correspondent pas à la solution optimale.

Les méthodes mono et bi-spectrales développées lors de la thèse de Ch. Rodiet [7] estiment la température avec les erreurs $err_{T,mono} = 15.34 \text{ K}$ et $err_{T,bi} = 15.52 \text{ K}$. Etant donné que les valeurs réelles du nickel oxydé sont proches de l'unité et varient peu sur la bande spectrale, le biais systématique généré par la méthode mono et bi-spectrale dans ce cas est faible en comparaison avec d'autres matériaux où l'erreur d'estimation peut être supérieure à 10^2 K [12]. En revanche, l'erreur d'estimation obtenue avec la méthode multi-spectrale reste relativement faible pour différents types de variation d'émissivité spectrale. La méthode nous permet donc de réduire le biais systématique qui provient de la méconnaissance des propriétés optiques du matériau, ce qui améliore la précision de mesure de la température.

3.2. Résultats expérimentaux

3.2.1. Description du banc expérimental

Un échantillon de nickel oxydé de diamètre $D=2.5\text{cm}$ et épaisseur $e=1.8\text{cm}$ est chauffé par induction (la puissance maximale du générateur d'induction est $P_{max} = 6\text{kW}$) comme présenté dans les figures 6 et 7. La température réelle de l'échantillon est mesurée avec un thermocouple de type K avec une précision de $\pm 5 \text{ K}$ placé à mi-distance à l'intérieur de l'échantillon. Dans cette partie, le flux radiatif émis par la surface de l'échantillon est mesuré par la caméra infrarouge Cedip/FLIR® Titanium 560M avec une résolution maximale de 640×512 pixels. La caméra est équipée d'un détecteur InSb refroidi avec un moteur Stirling à 77 K et qui permet des mesures entre $1.5\mu\text{m}$ et $5.5\mu\text{m}$. Les filtres monochromatiques utilisés pour la mesure du flux sont $\lambda_{exp} = \{2.00; 2.35; 2.85; 4.00\} \mu\text{m}$.

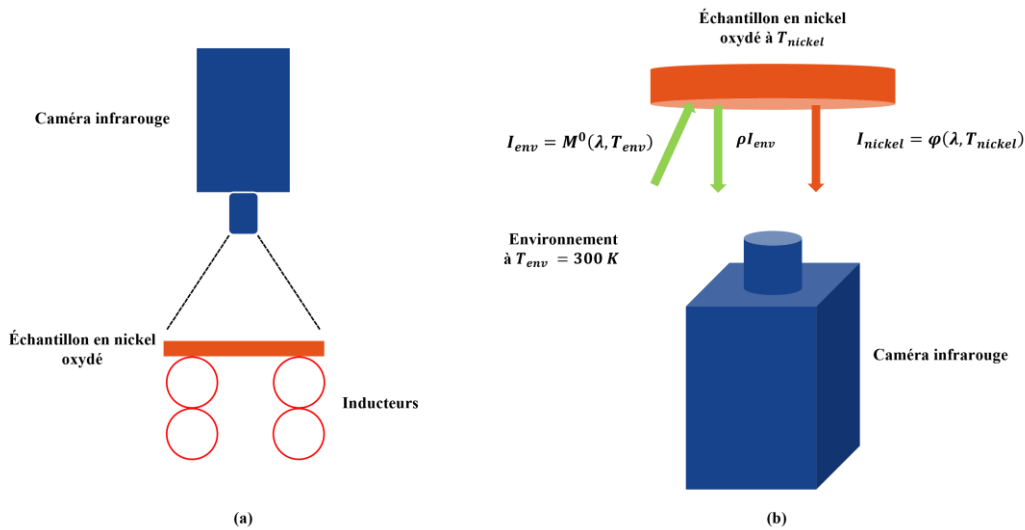


Figure 6 : (a) Illustration du banc expérimental (b) Flux reçu par la caméra infrarouge [13]

3.2.2. Calibration de la caméra

Avant d'estimer la température de surface de l'échantillon, la caméra doit être calibrée avec un corps noir autour des valeurs de température qui nous intéressent. Le flux de chaleur est mesuré sous forme de niveaux numériques (DL), les paramètres associés à la conversion des niveaux numériques doivent être déterminés en premier lieu [14].

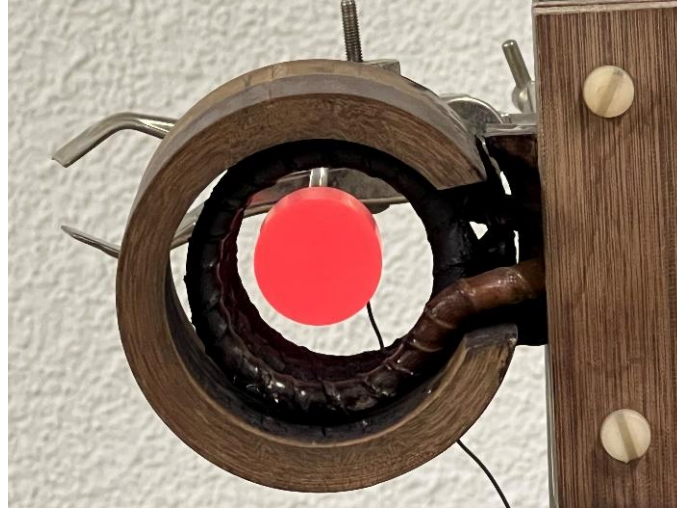


Figure 7 : Echantillon en nickel chauffé par induction

$$DL = \left[\frac{A_\lambda}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} + B_\lambda + C_\lambda(T_{cam} - T_{cam,ref}) \right] (IT) + offset \quad (5)$$

Avec $A_\lambda = OTF_\lambda \cdot \varepsilon_\lambda \cdot C_1 \cdot \lambda^{-5}$ dans lequel nous trouvons la fonction de transfert optique OTF_λ et le numérateur de la loi de Planck, B_λ représente le flux radiatif émis par l'entourage de l'échantillon et de la caméra, C_λ est le coefficient qui corrige la valeur du niveau numérique en fonction de la température interne de la caméra et l'offset est la valeur du DL quand le temps d'intégration IT est nul.

Le corps noir utilisé pour la calibration de la caméra infrarouge est le corps noir à cavité Mikron® M330-EU avec une plage de température de [573.15-1973.15 K].

En modifiant le banc expérimental après l'étalonnage, une erreur de mesure se présente sous forme d'un offset additif au flux mesuré. Pour estimer cet offset, nous chauffons l'échantillon à la température $T = 1068.15$ K :

$$\varphi_i^{mesuré}(\lambda_i, T) = M_i^0(\lambda_i, T) + \varphi_i^{offset}, \forall (i) \in [1; 4] \quad (6)$$

L'offset est estimé à l'aide de l'algorithme de Levenberg-Marquardt, nous obtenons les valeurs présentées dans le tableau 2.

Longueur d'onde (μm)	φ^{offset} (W/m^3)
2.00	$-8.59 * 10^8$
2.35	$-1.30 * 10^9$
2.85	$-7.12 * 10^8$
4.00	$-4.99 * 10^8$

Tableau 2 : Résultats d'estimation de l'offset

Le flux émis utilisé comme paramètre d'entrée dans le problème inverse (4) est calculé avec l'expression suivante :

$$\varphi_i^{émis}(\lambda_i, T) = \varphi_i^{mesuré}(\lambda_i, T) - \varphi_i^{offset}, \forall (i) \in [1; 4] \quad (7)$$

3.2.3. Résultats d'estimation de la température

Nous estimons la température de surface quand l'échantillon est chauffé avec une puissance d'induction de 8.5%. Pour étudier l'importance de la correction du flux dans la précision des mesures, nous allons présenter un premier cas qui correspond à l'estimation sans correction du flux et un deuxième cas qui prend en compte l'offset additif au flux dans l'expression (7). Les tableau 3 et les figures 8 et 9 présentent les résultats d'estimation expérimentaux en multi-spectrale de la température de surface du nickel et les coefficients d'émissivité à $\{\lambda_1 = 2.00; \lambda_2 = 2.35; \lambda_3 = 4.00\} \mu m$ avec les valeurs initiales $\beta^{ini} = [T^{ini}, \varepsilon_{\lambda_1}^{ini}, \varepsilon_{\lambda_2}^{ini}, \varepsilon_{\lambda_3}^{ini}] = [1200.00, 1.00, 1.00, 1.00]$.

Etant donné que l'échantillon de nickel n'est pas un corps noir, une partie du flux émis par l'environnement à $T_{env} = 300.00 K$ est réfléchi par sa surface. Le modèle du flux radiatif (8) en provenance de la surface de l'échantillon utilisé dans la fonction coût (4) prend en compte ce flux additionnel.

$$\varphi(\lambda, T, \varepsilon_{\lambda_1}, \varepsilon_{\lambda_2}, \varepsilon_{\lambda_3}) = \left(\sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_j(\lambda) \right) \cdot \frac{C_1 \cdot \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda \cdot T}\right) - 1} + \left(1 - \sum_{j=1}^n \varepsilon_{\lambda_j} N_j(\lambda) \right) \cdot M^0(\lambda, T_{env}) \quad (8)$$

Température réelle (K)	Correction offset	Température estimée (K)	Ecart entre la température réelle et estimée (K)	Coefficients estimés d'émissivité spectrale
985.65	Sans correction	978.53	-7.12	[0.89; 1.00; 0.82]
	Avec correction	991.24	+5.59	[0.94; 1.00; 0.83]

Tableau 3 : Résultats expérimentaux d'estimation de la température avec la méthode multi-spectrale

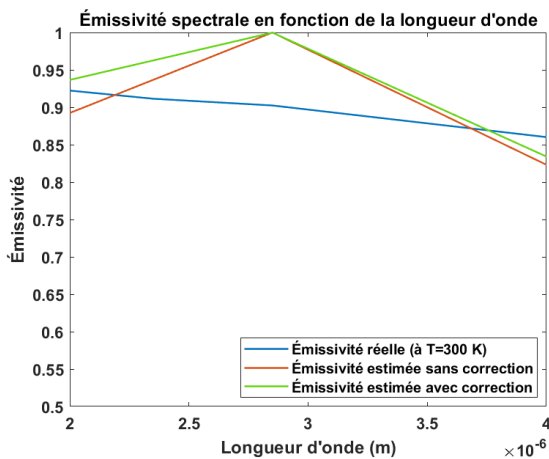


Figure 8 : Résultats de l'estimation expérimentale de l'émissivité

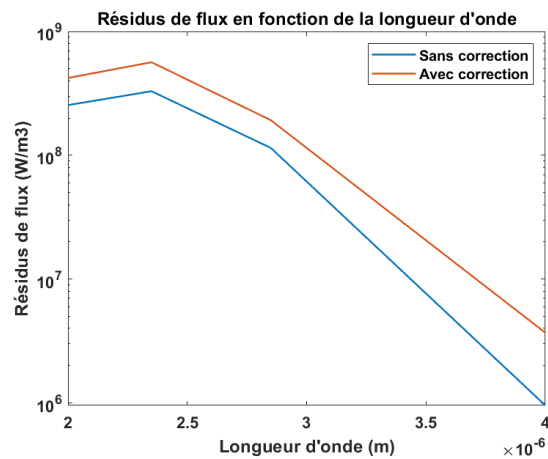


Figure 9 : Résidus de flux issus de l'estimation expérimentale

Nous observons d'après les résultats du tableau 3 que la prise en compte de l'offset peut diminuer légèrement l'écart entre la température réelle mesurée par le thermocouple et la température estimée mais ne représente pas une étape cruciale pour assurer une estimation précise à ce niveau de température.

Vu que l'émissivité réelle varie en fonction de la température, l'émissivité simulée dans la partie numérique (voir figure 2) ne correspond pas aux valeurs réelles à $T = 985.65 K$. Puisque

l'écart de mesure de la température est négligeable dans les deux cas présentés et d'après la figure 8, nous pouvons conclure que les valeurs d'émissivité à cette température restent proches des valeurs mesurées avec le spectromètre à la température ambiante.

Même si l'ordre de grandeur des résidus expérimentaux dans la figure 9 est supérieur à celui des résidus numériques, l'écart expérimentale de mesure de la température est relativement faible. Cela est dû à la compensation entre l'erreur d'estimation de l'émissivité et de la température en minimisant simultanément les résidus de flux même si les paramètres ne sont pas corrélés.

4. Conclusion et perspectives

La méthode multi-spectrale développée consiste à introduire dans la loi de Planck un modèle d'émissivité en éléments finis ce qui permet d'estimer simultanément la température et l'émissivité spectrale et ainsi réduire le biais systématique [12]. Les résultats expérimentaux ont démontré que même dans le cas de modification de conditions expérimentales, la correction de l'offset de la caméra infrarouge n'est pas nécessaire pour assurer une estimation précise sur la plage de température qui nous intéresse. Pour apprécier la robustesse et la précision de la méthode multi-spectrale pour différentes valeurs et variations d'émissivité spectrale, des travaux expérimentaux concernant différents types de matériaux sont en cours de développement. L'estimation expérimentale d'une température dynamique est aussi envisagée.

Références

- [1] Krapez, J.C., "Radiative Measurements of Temperature," In Orlande, H.R.B., Fudym, O., Maillet, D. and Cotta, R.M., *Thermal Measurements and Inverse Techniques*, CRC Press, pp. 185-230, (2011).
- [2] Araujo, A., "Multi-spectral pyrometry - a review," *Measurement Science and Technology*, 28(8), (2017).
- [3] Coates, P.B., "Multi-Wavelength Pyrometry," *Metrologia*, 17(3), pp. 103-109, (1981).
- [4] Duvaut, T., Georgeault, D. and Beaudoin, J. L., "Multiwavelength infrared pyrometry: optimization and computer simulations," *Infrared Physics & Technology*, 36(7), pp. 1089-1103, (1995).
- [5] Gardner, J. L., Jones, T. P. and Davies, M. R., "A six-wavelength pyrometer," *High Temperature - High Pressure*, 13, pp. 459-466, (1981).
- [6] Krapez, J. C., "Measurements without contact in heat transfer: multiwavelength radiation thermometry. Principle, implementation and pitfalls," *Proc. of METTI 7 Advanced School: Thermal Measurements and Inverse Techniques*, (2019).
- [7] Rodiet, Ch., *Mesure de Température par Méthodes Multi-Spectrales et Caractérisation Thermique de Matériaux Anisotropes par Transformations Intégrales : « Aspects Théoriques et Expérimentaux »*, Ph.D. Thesis, University of Lorraine, (2014).
- [8] Rodiet, Ch., Remy, B., Degiovanni, A., and Demeurie, F., "Optimisation of wavelengths selection used for the multi-spectral temperature measurement by ordinary least squares method of surfaces exhibiting non-uniform emissivity," *Quantitative InfraRed Thermography Journal*, 10(2), pp. 222-236, (2013).
- [9] Levenberg, K., "A method for the solution of certain problems in least squares," *Quarterly of applied mathematics*, 2, pp. 164-168, (1944).
- [10] Marquardt, D. W., "An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters," *Journal of the Society for Industrial & Applied Mathematics*, 11(2), pp. 431-441, (1963).
- [11] Shrager, R. I., Muzic, R., and Jutan, A., *leasqr.m*, version 3. beta, (1994).
- [12] Ennass, K., Remy, B., Schick, V., Meulemans, J., "Mesure de température en régime dynamique sur des matériaux opaques à haute température par méthodes multi-spectrales," *Proc. of 30th congrès annuel de la Société Française de Thermique*, pp. 406-414, (2022).
- [13] Ouattara, A., *Caractérisation du refroidissement par jet liquide impactant une plaque métallique à haute température : « Influence de la composition du fluide sur le flux extrait »*, Ph.D. Thesis, Henri Poincaré University, (2009).
- [14] Souhar, Y., *Caractérisation thermique de matériaux anisotropes à hautes températures*, Ph.D. Thesis, Institut National Polytechnique de Lorraine, (2011).