

Mesure de la température à l'échelle microscopique par méthode multispectrale et statistique dans la gamme UV-visible.

Thomas PIERRE*, Benjamin REMY, Alain DEGIOVANNI

Laboratoire d'Energétique et de Mécanique Théorique & Appliquée (L.E.M.T.A. – E.N.S.E.M.)
U.M.R. - C.N.R.S 7563 – U.H.P-Nancy I, Institut National Polytechnique de Lorraine.
02, avenue de la Forêt de Haye - B.P 160, 54 516 Vandœuvre-lès-Nancy Cedex, France
*auteur correspondant : thomas.pierre@ensem.inpl-nancy.fr

Résumé - L'émission photonique d'une surface est un phénomène aléatoire répondant à des lois statistiques connues (loi normale ou loi de Poisson). Si l'émissivité de la surface est connue, sa température peut être déterminée à partir de la valeur moyenne ou de l'écart-type du flux photonique. Dans le cas contraire, la mesure de ce flux sur différentes bandes spectrales étroites permet de retrouver la température indépendamment de l'émissivité locale de la surface.

Nomenclature

d	diamètre, m	λ	longueur d'onde, nm
e	erreur	Δt	temps d'intégration, ms
k	constante géométrique	<u>Indices, exposants et autres symboles</u>	
n	flux photonique, $photons.s^{-1}$	f	filtre
L	longueur, m	ob	objectif
M	émittance, $W.m^{-2}$	oc	oculaire
T	température, K	L	luminance
<u>Symboles grecs</u>		λ	spectral(e)
$\delta\lambda$	demi-largeur de bande, nm	o	corps noir
ε	émissivité	κ	constante spectrale
η	rendement quantique	$\bar{\quad}$	moyen(ne)

1. Introduction

La mesure de température à l'échelle microscopique est délicate. Seules des méthodes optiques peu intrusives permettent d'y parvenir. Certes, d'autres méthodes existent mais le détecteur étant souvent proche ou en contact avec la surface, elles ne sont alors plus adaptées pour des mesures à hautes températures. La principale difficulté des méthodes optiques vient de la diffraction qui limite la résolution spatiale de la mesure, de l'ordre de la longueur d'onde (critère de Rayleigh). La solution consiste alors à travailler dans la gamme spectrale ultraviolet-visible (UV-visible) pour réduire cette limite. Cette méthode a déjà été expérimentée [1]. Elle a montré que l'émission photonique suivait les lois parfaitement connues du rayonnement thermique.

P. Hervé a démontré la faisabilité et l'intérêt de travailler dans la gamme UV-visible pour améliorer la précision d'une mesure de température [2]. L'énergie émise dans ce domaine spectral étant généralement très faible, l'utilisation d'un photomultiplicateur et d'une technique de comptage de photons est requise [3]. Cette étude reprend ce principe et l'étend à des applications en microthermique sur des surfaces opaques.

Comme $\lambda T \ll 14000 \mu m.K$, l'approximation de Wien (1), avec $C_1 = 3,741.10^{-16} W.m^2$ et $C_2 = 0,01488 m.K$, permet d'exprimer la relation entre la température vraie d'une surface

opaque T et la température de luminance T_L supposant noire cette surface, c'est-à-dire pour $\varepsilon_\lambda = 1$ (2). L'écart entre T et T_L est d'autant plus faible que λ est petit.

$$M_\lambda(T) = \varepsilon_\lambda C_1 \lambda^{-5} e^{-C_2/\lambda T} \quad (1)$$

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T_L} + \frac{\lambda}{C_2} \ln(\varepsilon_\lambda) \quad (2)$$

À partir de la différentiation de l'approximation de Wien [3] et en supposant ε_λ connue avec une erreur e_ε , on montre alors que l'erreur sur la température e_T est d'autant plus faible que λ est petit et ε_λ grand (3).

$$e_T = T_L - T = -\lambda \frac{T^2}{C_2} \frac{e_\varepsilon}{\varepsilon_\lambda} \quad (3)$$

Il semble intéressant de travailler dans la gamme spectrale UV-visible pour réaliser des mesures de température précises. De plus, pour un grand nombre de matériaux, l'émissivité augmente lorsque la longueur d'onde diminue : l'erreur sur la température sera donc encore plus faible [4].

Enfin, l'émission photonique est un phénomène aléatoire qui répond à des lois statistiques classiques : loi normale ou loi de Poisson. Si l'émissivité de la surface visée et la fonction de transfert du microscope sont connues, la loi de Planck exprimée en flux photonique permet de déterminer sa température par la mesure soit de la moyenne soit de l'écart-type du flux. Dans le cas contraire, le flux photonique mesuré sur plusieurs bandes spectrales permet de calculer la température indépendamment de l'émissivité locale de la surface et de la fonction de transfert du microscope.

2. Dispositif expérimental

2.1. Le banc optique

Le dispositif expérimental est un banc optique (voir Figure n°1) composé d'un objectif microscopique UV (d'ouverture numérique O.N.), d'un oculaire, de filtres monochromatiques ($\bar{\lambda} \pm \delta\lambda$), d'un iris, et d'un photomultiplicateur (P.M.T.). Les photons collectés par le P.M.T. sont transformés en photo-électrons et dénombrés à l'aide d'une carte de comptage. Le rendement quantique η du P.M.T., les transmittivités de l'objectif τ_{ob} et de l'oculaire τ_{oc} sont fonction de la longueur d'onde λ . On note κ_λ le produit de ces grandeurs et τ_λ la transmittivité des filtres monochromatiques. Le microscope utilisé possède une grande distance de travail (15mm), améliorant le caractère non-intrusif des mesures. La mise au point est effectuée par le biais d'un système de microdéplacements de type XYZ (Micro-contrôles).

La source de chaleur émettrice de photons est un corps noir hautes températures ($\approx 1200^\circ\text{C}$) de petites dimensions en céramique.

2.2. Le corps noir hautes températures

C'est une pièce cylindrique fileté de 15mm de diamètre et de 50mm de longueur régulée en température (voir Figure n°2). Elle est chauffée par effet Joule par un fil de Nichrome enroulé autour de cette pièce. La cavité du corps noir est formée de deux trous cylindriques de 10mm de profondeur chacun percés l'un à la suite de l'autre, respectivement de 2mm et 1mm de diamètre. Expérimentalement, l'objectif est focalisé sur une surface fictive localisée à l'entrée du second trou. Deux thermocouples en contrôlent la température. Le rapport

longueur/diamètre $L/d = 10$ des deux cylindres permet de considérer l'émissivité apparente de la surface fictive ε_λ comme étant proche de 1 [5].

3. La mesure de température

3.1. Approche multispectrale

La méthode multispectrale consiste à mesurer la température T d'une surface indépendamment de son émissivité ε_λ à partir du flux photonique émis sur plusieurs bandes spectrales [6]. Pour pouvoir faire l'hypothèse d'une émissivité constante, les filtres monochromatiques ont été choisis avec des longueurs d'onde moyennes proches les unes des autres.

Comme cela a été démontré [3], l'approximation de Wien (1) qui représente la densité de flux radiatif émis par une surface s d'émissivité spectrale ε_λ permet de calculer le flux photonique monochromatique $n_\lambda(T)$:

$$n_\lambda(T) = \varepsilon_\lambda \frac{C_1 s}{hc} \lambda^{-4} e^{-C_2/\lambda T} \quad (4)$$

avec $h = 6,62.10^{-34} J.s$ la constante de Planck et $c = 3.10^8 m.s^{-1}$ la vitesse de la lumière.

Le flux photonique reçu par le détecteur est proportionnel au flux émis par la surface. On note $\kappa_\lambda k$ la fonction de transfert du microscope où k prend en compte les aspects purement géométriques (ouverture numérique, facteurs de forme, surface d'émission, ...) et κ_λ les aspects spectraux (transmittivités, rendement quantique du P.M.T., ...) :

$$n_\lambda(T) = \varepsilon_\lambda \kappa_\lambda k \frac{C_1 s}{hc} \lambda^{-4} e^{-C_2/\lambda T} \quad (5)$$

La Figure n°3 montre que la fonction de transfert κ_λ est relativement constante et maximale entre 370nm et 410nm : les filtres ont donc été choisis dans cette gamme de longueur d'onde. Les caractéristiques optiques des filtres (transmittivité spectrale τ_λ , longueur d'onde moyenne $\bar{\lambda}$, et largeur de bande $\delta\lambda$) sont données sur la Figure n°4 et dans le Tableau n°1. Dans les gammes de température et de longueur d'onde considérées, l'expression (5), multipliée par la transmittivité τ_λ des filtres, est intégrée. Une bonne approximation est donnée par la relation (6).

$$\bar{n}_\lambda(T) = \varepsilon_\lambda \kappa_\lambda k \frac{C_1 s}{hc} \tau_\lambda \int_{\bar{\lambda}-\delta\lambda}^{\bar{\lambda}+\delta\lambda} \lambda^{-4} e^{-\frac{C_2}{\lambda T}} d\lambda = 2\varepsilon_\lambda \kappa_\lambda k \tau_\lambda \frac{C_1 s}{hc} \bar{\lambda}^{-4} \delta\lambda e^{-\frac{C_2}{\bar{\lambda} T}} \quad (6)$$

Le rapport des flux photoniques donné par (7), est obtenu pour deux filtres de longueurs d'onde moyennes $\bar{\lambda}_i$ et $\bar{\lambda}_j$. Il ne dépend plus que de κ_λ et τ_λ qui sont connues, et permet ensuite de remonter à la température T (8).

$$\frac{\bar{n}_{\lambda_i}(T)}{\bar{n}_{\lambda_j}(T)} = \frac{\kappa_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i} \left(\frac{\bar{\lambda}_i}{\bar{\lambda}_j}\right)^{-4} \delta\lambda_i}{\kappa_{\lambda_j} \tau_{\lambda_j} \left(\frac{\bar{\lambda}_j}{\bar{\lambda}_i}\right)^{-4} \delta\lambda_j} e^{-\frac{C_2}{T} \left(\frac{1}{\bar{\lambda}_i} - \frac{1}{\bar{\lambda}_j}\right)} \quad (7)$$

$$T = \frac{C_2(1/\bar{\lambda}_j - 1/\bar{\lambda}_i)}{\ln\left(\frac{\bar{n}_{\lambda_j} \kappa_{\lambda_j} \tau_{\lambda_j} \delta\lambda_j \left(\frac{\bar{\lambda}_j}{\bar{\lambda}_i}\right)^{-4}}{\bar{n}_{\lambda_i} \kappa_{\lambda_i} \tau_{\lambda_i} \delta\lambda_i \left(\frac{\bar{\lambda}_i}{\bar{\lambda}_i}\right)}\right)} \quad (8)$$

Après détermination de la fonction de transfert du microscope $\kappa_{\lambda}k$ à l'aide du corps noir que nous avons développé, on peut ensuite remonter à l'émissivité monochromatique ε_{λ} de (5).

Filtre n°	$\bar{\lambda}_i$ (nm)	τ_{λ_i} (%)	$\delta\lambda_i$ (nm)	κ_{λ_i} (%)
1	379,15	49,42	11,90	15,00
2	389,50	43,06	12,40	16,00
3	400,25	49,57	10,70	16,20

Tableau n°1 : propriétés optiques des filtres monochromatiques.

3.2. Approche statistique

L'émission photonique est un phénomène aléatoire et le flux photonique n ne peut être mesuré exactement. Sa valeur est en fait une variable aléatoire N liée au nombre de photons Y que le détecteur va compter pendant un temps Δt . Si $\mu = E(Y)$ est l'espérance mathématique de Y et $n = E(N)$ celle de N , sachant que $N = Y/\Delta t$, $\mu = n\Delta t$.

Δt est découpé en un grand nombre q d'intervalles de temps très courts δt pendant lesquels le détecteur compte 1 photon (événement $\{X=1\}$, probabilité ϖ) ou 0 photon (événement $\{X=0\}$, probabilité $1-\varpi$). X est un aléa binaire et Y , la somme de tous les aléas indépendants X , est un aléa du binomial d'espérance entière $\mu = q\varpi$. La probabilité d'observer k photons ($0 \leq k \leq q$) suit alors la loi binomiale (9).

$$Prob\{Y = k\} = C_q^k \varpi^k (1-\varpi)^{q-k} \quad (9)$$

Comme $\Delta t = q\delta t$, la probabilité ϖ est égale à $n\delta t$. La variance de Y est alors :

$$\text{var}(Y) = q \text{var}(X) = q\varpi(1-\varpi) = \mu(1-n\delta t) \quad (10)$$

Comme représenté sur la Figure n°6, si q est grand ($q > 50$) et si μ est inférieure à 5, la loi binomiale tend vers la loi de Poisson (11) de paramètre μ (espérance et variance) et si μ est supérieure à 5, la loi binomiale tend vers la loi normale (12). Cependant, quelle que soit la loi retenue, quand la probabilité ϖ est faible, $\text{var}(Y) = \mu$. Donc sur un intervalle de temps Δt , la mesure de l'espérance μ ou de la variance $\text{var}(Y)$ du signal nous donne le flux photonique.

$$Prob\{Y = k\} = \frac{e^{-\mu} \mu^k}{k!} \quad (11)$$

$$Prob\{Y = k\} = \frac{1}{\sqrt{2\pi\mu}} \exp\left(-\frac{(k-\mu)^2}{2\mu}\right) \quad (12)$$

3.3. Résultats

On réalise des séries de comptage avec le corps noir réglé à 1000°C pour différents temps d'intégration (voir Tableau n°2) et sur une zone de quelques micromètres de diamètre. La carte de comptage dénombre tous les photo-électrons réceptionnés pendant un temps δt . Comme le comptage est aléatoire, il est possible de calculer le nombre moyen m de photons

pendant δt , la variance V ou l'écart-type σ ($\sigma = \sqrt{V}$) du signal et ceci pour chacun des filtres.

À l'aide du Tableau n°2, on remarque que pour des temps de comptages courts, la moyenne $m_{\bar{\lambda}_i}$ des photons comptés pendant δt est sensiblement égale à la variance $V_{\bar{\lambda}_i}$. Un écart significatif apparaît entre la moyenne et la variance lorsque les temps de comptage deviennent longs.

Sur la Figure n°5 est représentée la distribution normale des trois flux monochromatiques pour $\delta t = 1ms$. Les histogrammes sont également tracés et sont normalisés pour vérifier qu'ils se superposent bien aux lois statistiques.

Une seconde série de mesure a été effectuée à 900°C afin d'avoir des comptages plus faibles : la Figure n°6 met en effet en évidence que, pour des comptages moyens m inférieurs à 5 photons pendant δt , la distribution normale devient poissonnienne conformément à la théorie.

Enfin, la mesure de la température par la méthode multispectrale présente des résultats relativement proches (voir Tableau n°2). Cependant les résultats supérieurs à 1000°C montrent que la température donnée par les thermocouples et celle de la cavité sont différentes. De plus, le calcul de la température semble plus précis en utilisant les variances plutôt que les moyennes. Le choix du temps de comptage a aussi son importance.

δt (ms)	Moyenne			Température			Variance			Température		
	$m_{\bar{\lambda}_1}$	$m_{\bar{\lambda}_2}$	$m_{\bar{\lambda}_3}$	$T_{\bar{\lambda}_1/\bar{\lambda}_2}$	$T_{\bar{\lambda}_1/\bar{\lambda}_3}$	$T_{\bar{\lambda}_2/\bar{\lambda}_3}$	$V_{\bar{\lambda}_1}$	$V_{\bar{\lambda}_2}$	$V_{\bar{\lambda}_3}$	$T_{\bar{\lambda}_1/\bar{\lambda}_2}$	$T_{\bar{\lambda}_1/\bar{\lambda}_3}$	$T_{\bar{\lambda}_2/\bar{\lambda}_3}$
1	10,7	18,4	34,3	1147 ± 20			10,4	18,1	34,2	1120 ± 24		
2	21,0	36,5	68,1	1131 ± 30			20,3	35,5	67,5	1107 ± 16		
5	51,2	89,1	165,5	1144 ± 25			50,2	91,1	163,6	1144 ± 50		
10	104,7	179,0	331,7	1155 ± 22			103,9	178,2	334,0	1141 ± 11		

Tableau n°2 : moyennes, variances (photons/ δt) et températures (en °C) en fonction de δt .

4. Conclusion et perspectives

Les premiers résultats obtenus ont permis de retrouver les lois classiques d'émission du flux photonique : pour de faible comptage ($n < 5$ photons/ δt), la distribution du flux photonique suit la loi de Poisson, tandis qu'elle répond à la loi normale pour des comptages plus importants ($n > 5$ photons/ δt). Par là, on vérifie le bon fonctionnement de la chaîne de mesure. On remarque aussi qu'il est possible de calculer la température de la surface soit par la moyenne m ou par la variance V du signal. D'une manière générale, les résultats montrent une meilleure cohérence en calculant la température avec la variance qu'avec la moyenne, ce qui était prévisible *a priori*, sauf pour $\delta t = 5ms$ où l'intervalle de température est de 100°C. Une étude plus précise des incertitudes de mesure devra être menée pour expliquer ces résultats et choisir entre ces deux méthodes.

Le corps noir étant au point depuis peu, il faudra dans un avenir proche valider la température de consigne par une mesure thermographique indépendante pour vérifier si l'hypothèse de l'émissivité apparente $\epsilon_\lambda = 1$ est juste. L'analyse multispectrale ayant donné des résultats corrects, nous allons mettre en place un analyseur multicanal pour classer les photons suivant leur énergie et voir s'il est possible de mesurer la température de surface à partir de la distribution spectrale du flux photonique.

Références

- [1] T. Pierre, B. Rémy, A. Degiovanni, Métrologie thermique – Mise au point d’un détecteur de température par voie optique à l’échelle microscopique, *Actes du colloque de thermique S.F.T., vol.2*, (Poitiers, 16-19 mai 2006), 905-910.
- [2] P. Hervé, J. Sicard, M. Rakotoarisoa, Pyrométrie dans l’ultraviolet, *Actes du colloque de thermique S.F.T.* (Belfort, 1991), 139-142.
- [3] P. Hervé, V. Pinat, Thermographie par comptage de photons dans l’ultraviolet, *deuxième colloque francophone – Méthodes et techniques optiques pour industrie – vol.1, S.F.O.* (Trégastel, 20-23 novembre 2001), 31-38.
- [4] Y.S. Touloukian, *Thermal radiative properties*, Plenum (1970).
- [5] R. Siegel, J.R. Howell *Thermal radiation heat transfer*, Taylor and Francis (1992), 294-297.
- [6] J.L. Gardner, T.P. Jones, M.R. Davies, A six wavelength radiation pyrometer, *High Temperatures – High Pressures*, 13 (1981), 459-466.

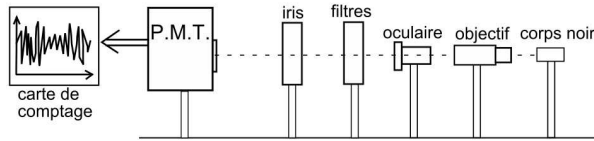


Figure n°1 : schéma du dispositif optique.

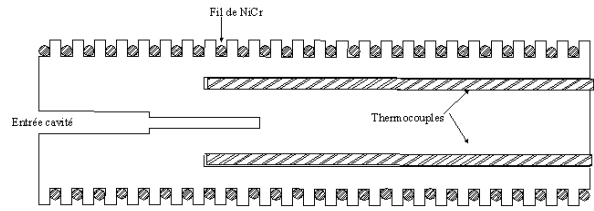


Figure n°2 : vue en coupe du corps noir hautes températures en céramique.

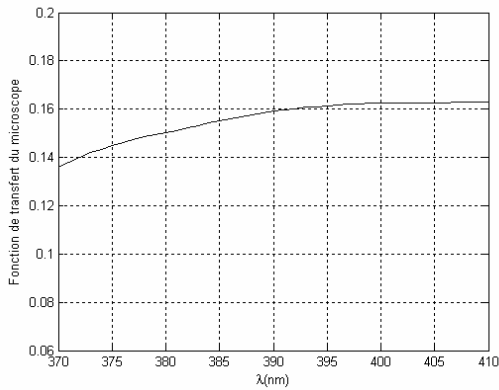


Figure n°3 : fonction de transfert κ_λ du microscope dans la bande spectrale des filtres.

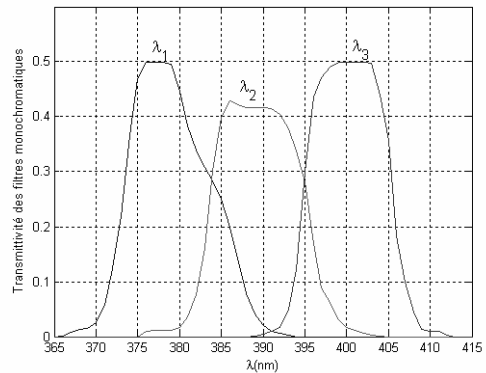


Figure n°4 : transmittivité spectrale des trois filtres monochromatiques.

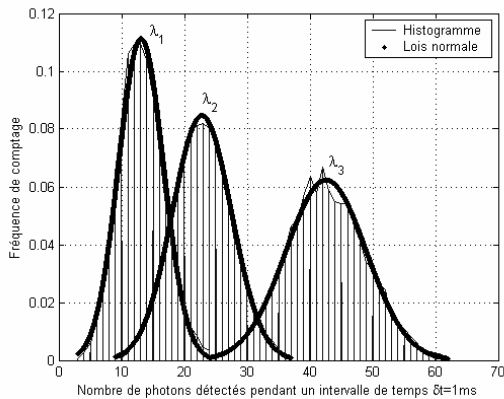


Figure n°5 : lois normales et histogrammes des flux photoniques ($T = 1000^\circ\text{C}$).

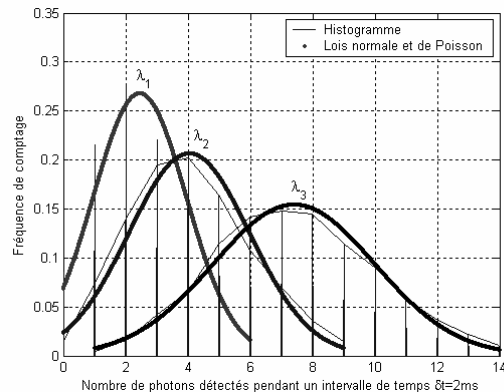


Figure n°6 : distributions poissonnienne et normale des flux ($T = 900^\circ\text{C}$).