

Mesure de température par méthode multi-spectrale dans l’Infrarouge et l’Ultraviolet

C. RODIET¹, T. PIERRE², B. REMY^{1*} et A. DEGIOVANNI¹

¹ Laboratoire d’Énergétique et de Mécanique Théorique et Appliquée (L.E.M.T.A)
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
Ecole Nationale Supérieure d’Electricité et de Mécanique (E.N.S.E.M)

² Laboratoire d’Ingénierie des MATériaux de Bretagne (LIMATB) – EA4250
Université de Bretagne-Sud, Université Européenne de Bretagne
Rue de Saint Maudé, BP 92 116, 56 321 Lorient Cedex

(* auteur correspondant : benjamin.remy@ensem.inpl-nancy.fr)

Résumé – Dans ce travail, nous présentons les travaux réalisés au laboratoire dans le domaine ultraviolet-infrarouge et en particulier les critères permettant de sélectionner au mieux les longueurs d’onde à utiliser. Deux applications seront présentées : une première dans l’Infrarouge (mesure d’un flux continu) où nous montrerons qu’il est possible par la méthode proposée de corriger les défauts d’uniformité spatiale d’émissivité sur une image thermographique et la seconde dans l’ultraviolet (mesure d’un flux photonique) où nous réaliserons des mesures transitoires de température par comptage de photons. Dans chacun des cas, une méthode multi-spectrale à trois bandes a été mise en œuvre permettant de s’affranchir non seulement de l’émissivité et de ses variations spectrales, spatiales et temporelles, mais aussi de la fonction de transfert du détecteur.

Nomenclature

Δt	Temps d’intégration, ms	<u>Symboles grecs</u>
n	Flux, $photon.s^{-1}$ ou $W.m^{-2}$	$\delta\lambda$ Demi-largeur de bande, m
C_1	Constante de la loi de Planck, $W.m^2$	ε Emissivité
C_2	Constante de la loi de Planck, $m.K$	λ Longueur d’onde, m
A_i	Aire du filtre i , m	χ Sensibilité réduite
T	Température, K ou $^{\circ}C$	<u>Indices, exposants et autres symboles</u>
T_{ij}	Température calculée à partir des filtres de longueur d’onde λ_i, λ_j	λ Spectral(e)
		m Moyenne
		i,j,k Numéro de filtre

1. Introduction

Lorsque l’on cherche à caractériser thermiquement des matériaux opaques très faiblement réfléchissants (sinon il est éventuellement préférable d’utiliser la pyro-rélectrométrie) à haute température, on fait souvent appel à des méthodes optiques pour la mesure des variations spatiales et/ou temporelles de température. Elle se fait généralement par caméras infrarouges, détecteurs quantiques ou encore photomultiplicateurs (dans le cas de mesures aux courtes longueurs d’onde [1-5]). La difficulté de ce type de mesure réside dans le fait que l’émissivité du matériau peut varier avec le temps et devenir non-uniforme sur la surface de l’échantillon, notamment à haute température où des phénomènes d’oxydation importants peuvent se produire. Une solution simple consiste alors à réaliser une mesure par méthode multi-spectrale [3]. Même si l’idée est séduisante, sa mise en œuvre reste cependant délicate, car la difficulté est de choisir convenablement les longueurs d’onde λ_i et la largeur des filtres

monochromatiques $\delta\lambda_i$. En effet, ceux-ci doivent être « assez proches » de manière à s'affranchir des variations d'émissivité du matériau, mais pas « trop proches » pour garantir une erreur de mesure qui soit la plus faible possible sur la température. Dans ce qui suit, nous commencerons par présenter le principe théorique de la méthode multi-spectrale qui est commun aux gammes infrarouge (IR) et ultraviolet (UV), puis nous validerons notre modèle par des simulations numériques. Pour finir, nous essayerons de le valider expérimentalement dans l'IR en régime statique (Figure 1) ainsi que dans l'UV en régime dynamique (Figure 4).

2. La méthode multi-spectrale dans l'UV et l'IR

2.1. Principe de la Méthode

Le principe de la mesure multi-spectrale est le suivant : Soient $(\lambda_i, \lambda_j)_{i < j \leq N_f}$ les couples de deux longueurs d'onde auxquelles on veut effectuer nos mesures avec N_f le nombre de longueurs d'ondes différentes (dans notre cas $N_f = 3$). En pratique, ces longueurs d'onde correspondent à celles des filtres monochromatiques. Pour chaque couple de longueur d'onde, on peut calculer la température (2) à l'aide du rapport des flux exprimés à partir de l'approximation de Wien (1) et d'une modélisation à l'ordre 2 (autour de la longueur d'onde moyenne λ_m) de la fonction de transfert spectrale globale $f(\lambda)$ du système (incluant les variations d'émissivité mais pas celles du rendement quantique du détecteur) [1,2]. Les expressions du flux et de la température sont données en (1) et (2) dans le cas d'un flux photonique continu (domaine IR). Pour obtenir celles correspondant au flux discontinu (domaine UV), il suffit de diviser l'expression du flux continue par hc/λ (énergie transportée par un photon ; h constante de Planck et c la célérité de la lumière dans l'air).

$$n_i = f(\lambda_i) A_i \frac{C_1 \lambda_i^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda_i T}\right) - 1} \approx f(\lambda_i) A_i C_1 \lambda_i^{-5} \exp\left(\frac{-C_2}{\lambda_i T}\right), \quad \forall \lambda_i T \ll C_2 \quad (1)$$

$$T_{ij}(X, Y) = \frac{C_2 \left(\frac{1}{\lambda_j} - \frac{1}{\lambda_i} \right)}{\ln \left[\frac{n_i A_j \left(\frac{1 + (\lambda_j - \lambda_m) X + (\lambda_j - \lambda_m)^2 Y}{1 + (\lambda_i - \lambda_m) X + (\lambda_i - \lambda_m)^2 Y} \right) \left(\frac{\lambda_j}{\lambda_i} \right)^{-5}}{n_j A_i \left(\frac{1 + (\lambda_j - \lambda_m) X + (\lambda_j - \lambda_m)^2 Y}{1 + (\lambda_i - \lambda_m) X + (\lambda_i - \lambda_m)^2 Y} \right) \left(\frac{\lambda_j}{\lambda_i} \right)^{-5}} \right]}, \quad \forall \lambda_i \neq \lambda_j \quad (2)$$

Avec : $f(\lambda) = f(\lambda_m) + (\lambda - \lambda_m) f'(\lambda_m) + \frac{(\lambda - \lambda_m)^2}{2} f''(\lambda_m)$, $X = f'(\lambda_m) / f(\lambda_m)$, $Y = f''(\lambda_m) / 2f(\lambda_m)$

L'objectif est de trouver les valeurs de T, X, Y , qui minimise la fonctionnelle suivante :

$$S(T, X, Y) = \sum_{i=1}^{N_f-1} \sum_{j=i+1}^{N_f} (T - T_{ij}(X, Y))^2 = (T - T_{12}(X, Y))^2 + (T - T_{13}(X, Y))^2 + (T - T_{23}(X, Y))^2 \quad (3)$$

2.2. Critères de mesure optimale

Bien que la méthode précédente consiste à effectuer des mesures de température sans pour autant maîtriser tous les facteurs d'influence, il est cependant nécessaire de prendre certaines précautions afin de minimiser l'erreur de mesure sur la température. D'une part, nous ne travaillerons que sur la partie croissante de la courbe de Planck car les sensibilités réduites du flux à la température χ_T et à la longueur d'onde χ_λ sont d'autant meilleures que l'on travaille à courtes longueurs d'onde (4); d'autre part, nous essayerons d'avoir un rapport de flux le

plus grand possible afin de minimiser l'erreur de mesure $e_{n_{\lambda_i}}$ sur le flux à la longueur d'onde λ_i (5) (on supposera que $e_{n_{\lambda_i}} \approx e_{n_{\lambda_j}}$).

De plus, nos filtres devront respecter un écart minimum $\Delta\lambda$ (5) pour ne pas amplifier l'erreur de mesure, tout en devant être les plus proches possible afin de minimiser l'erreur de mesure due à la variation spectrale de l'émissivité.

$$\chi_T = \frac{1}{n_{\lambda}(T)} \frac{dn_{\lambda}(T)}{dT} = \frac{C_2}{\lambda T^2} = \frac{1}{\Delta T} \left(\frac{n_j}{n_i} - 1 \right); \quad \chi_{\lambda} = \frac{1}{n_{\lambda}(T)} \frac{dn_{\lambda}(T)}{d\lambda} = \left(\frac{C_2}{\lambda T} - 5 \right) \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\Delta\lambda} \left(\frac{n_j}{n_i} - 1 \right) \quad (4)$$

$$\frac{e_{n_{\lambda_i}}}{n_{\lambda_i}} \pm \frac{e_{n_{\lambda_j}}}{n_{\lambda_j}} = \frac{e_{n_{\lambda_i}}}{n_{\lambda_i}} \left(\forall (n_{\lambda_i}, n_{\lambda_j}) / n_{\lambda_i} \ll n_{\lambda_j} \right); \quad \Delta\lambda = \left| \lambda_j - \lambda_i \right| > \frac{T \lambda_j^2}{C_2} \Big|_{\lambda_i < \lambda_j} \quad (5)$$

2.3. Validation numérique du modèle dans l'infrarouge en régime statique

Afin de valider le modèle, nous avons simulé des émittances bruitées (bruit normal d'amplitude 5% de la valeur de l'émittance) (Figure 3) à partir de quatre variations différentes d'émissivité dans le domaine IR : Constante, linéaire, d'ordre 2 et de type Drude ($\varepsilon_{\lambda} \propto \lambda^{-1/2}$). Nous avons pris garde à ce que les variations d'ordre 2 et de type Drude soient significatives sur l'intervalle spectral de l'étude. Le tableau ci-dessous donne les résultats obtenus pour les trois filtres de longueurs d'onde 2.35 μm , 2.85 μm et 4 μm (longueurs d'onde expérimentales) (Figure 2). Nous avons appelé T_m , la température moyenne des T_{ij} (correspondant à des mesures bi-chromatiques) obtenus en supposant une émissivité constante ($X=Y=0$); et TNL est la température obtenue à partir d'une estimation de type « moindres carrés non linéaires » (3) en utilisant l'algorithme régularisé de « Levenberg-Marquardt ».

Emissivité	Température de Référence en [K]	Température calculée en [K]	Erreur absolue en [K]	Erreur relative	Erreur Moyenne Température luminance $\varepsilon = 0.8$	Erreur Relative Moyenne Wien
Constante	673	Tm = 620.03	52.97	7.87%	20.84	1.34%
		TNL = 666.96	6.05	0.90%	20.84	
	873	Tm = 767.41	105.59	12.10%	34.74	1.67%
		TNL = 891.21	18.21	2.09%	34.74	
Linéaire	673	Tm = 652.74	20.26	3.01%	20.84	2.38%
		TNL = 684.04	11.05	1.64%	20.84	
	873	Tm = 787.83	85.17	9.76%	34.74	3.24%
		TNL = 891.01	18.01	2.06%	34.74	
Ordre 2	673	Tm = 633.39	39.61	5.89%	20.84	2.29%
		TNL = 663.23	9.77	1.45%	20.84	
	873	Tm = 776.63	96.37	11.04%	34.74	2.67%
		TNL = 850.97	22.03	2.52%	34.74	
Drude $\left(\varepsilon \approx \frac{1.34}{\sqrt{\lambda}} \right)$	673	Tm = 648.33	24.67	3.67%	20.84	2.62%
		TNL = 687.16	14.16	2.10%	20.84	
	873	Tm = 800.24	72.76	8.33%	34.74	3.37%
		TNL = 877.83	4.83	0.55%	34.74	

Tableau 1 : Estimation de la température pour 4 variations différentes d'émissivité

Nous remarquons d'une manière générale que les estimations à $T=873\text{K}$ sont moins bonnes qu'à $T=673\text{K}$. Une des explications possibles est que l'approximation de Wien devient d'autant moins bonne que la température augmente. Une autre des explications contribuant à expliquer cette erreur est donnée par (6) qui montre que l'erreur relative sur la température augmente avec la température.

$$\frac{e_T}{T} = \frac{\lambda T}{C_2} \frac{e_{\varepsilon_{\lambda,T}}}{\varepsilon_{\lambda,T}} \quad (6)$$

Nous remarquons également que l'erreur sur la température estimée T_{NL} est plus faible que celle commise sur la température de luminance pour une émissivité de 0.8.

3. Les mesures expérimentales

En pratique, les critères de mesure optimale définis précédemment sont difficilement réalisables, il sera donc nécessaire de faire des compromis. En particulier, pour les mesures dans l'infrarouge, le choix restreint de filtres disponibles dans cette gamme spectrale nous a contraints à prendre des filtres de longueurs d'onde plus éloignées que celles données par la théorie. En ce qui concerne l'ultraviolet, c'est le cas inverse qui s'est produit.

3.1. Mesures dans l'infrarouge en régime statique

A l'aide d'un corps noir étendu et d'une caméra matricielle Cedip Titanium InSb (SC 7000) Broad-Band [$1.5\mu\text{m}-5.5\mu\text{m}$], nous avons réalisé des mesures aux températures $T=673\text{K}$ et $T=873\text{K}$, avec des filtres de longueurs d'ondes : $2.35\mu\text{m}$, $2.85\mu\text{m}$ et $4\mu\text{m}$ (Figure 2). Les résultats d'estimations obtenus pour ces deux températures sont donnés dans le tableau suivant :

Température de Référence en [K]	METHODE	Température calculée en [K]	Erreur absolue en [K]	Erreur relative
673	Tm	617.72	55.28	8.21%
	TNL	666.94	6.06	0.90%
873	Tm	673.41	199.59	22.86%
	TNL	826.40	46.56	5.34%

Tableau 2 : Estimation de la température expérimentale

Les erreurs expérimentales sont plus élevées que celles obtenues sur les simulations Matlab. Ceci est probablement dû aux variations spectrales du rendement quantique du détecteur qui ne peuvent être prises en compte que partiellement par un modèle d'ordre 2.

3.2. Mesures dans l'ultraviolet en régime transitoire

L'objet de cette partie concerne la mesure radiative en régime transitoire de la température absolue d'un corps noir par méthode multi-spectrale dans la gamme spectrale ultraviolette.

- Description du banc expérimental

Pour réaliser cette étude exploratoire, nous avons utilisé un dispositif de mesure développé au laboratoire et qui a permis d'obtenir de très bons résultats en régime stationnaire [1]. Le montage expérimental est présenté sur la Figure 4. Un corps noir haute température de petites dimensions à double cavité réalisé en céramique (Stumatite) est disposé en entrée du dispositif. Un microscope (objectif, oculaire et iris) est focalisé sur le fond de la première cavité du corps noir sur une zone de $10\mu\text{m}$ de diamètre environ. Le corps noir est asservi en température par un régulateur PID. Sa température est contrôlée par deux thermocouples de type N placés de part et d'autre de la cavité. La mesure du flux phonique est réalisée par un

photomultiplicateur (PMT) refroidi par Peltier qui dénombre les n photons émis spontanément par la surface visée pendant un intervalle de temps Δt . Pour la mesure multi-spectrale, trois filtres monochromatiques ($\lambda_1=380\text{nm}$, $\lambda_2=390\text{nm}$ et $\lambda_3=400\text{nm} \pm 10\text{nm}$ et $\tau=60\%$) sont montés sur une roue à filtres en amont du détecteur. Les filtres choisis (Figure 5) ont été sélectionnés selon les deux critères présentés dans la partie théorique (rapports de flux n_i/n_j suffisants et non amplification de l'erreur de mesure sur la température). Les mesures aux trois longueurs d'onde s'effectuent sur trois montées en température indépendantes. Les flux photoniques mesurés par le PMT et la température du thermocouple sont synchronisés.

- *La méthode multispectrale à deux et trois couleurs en régime transitoire*

Les comptages et les températures expérimentaux sont présentés sur la Figure 6. Pour réaliser des mesures transitoires de flux, nous avons dû choisir des temps d'intégration très faibles ($\Delta t=10$ ms). Compte-tenu du caractère aléatoire de l'émission photonique, la méthode ne peut pas donner une valeur réaliste de la température sans réduction de ce bruit. Nous avons donc choisi de réaliser un seul calcul de température par seconde en faisant passer une courbe de tendance sur les trois flux photoniques transitoires expérimentaux (Figure 6). Les températures obtenues par les modèles à deux et trois bandes sont donnés sur la Figure 7. Ces résultats semblent corrects comparés à la température donnée par le thermocouple au-delà de 100s (1000°C) pour l'approche à deux bandes T_{ik} et trois bandes $T=T_{ijk}$. Ceci n'est pas le cas pour T_{ij} et T_{jk} qui ne donnent de bons résultats qu'au-delà de 1100°C. En effet, les filtres étant plus proches pour les mesures T_{ij} et T_{jk} que pour la mesure T_{ik} , les rapports de flux sont donc plus faibles. Enfin, les fluctuations observées sur T_{ik} et T_{ijk} peuvent s'expliquer par le fait que les montées en température ne sont pas rigoureusement reproductibles (Figure 7). La non-reproductibilité des mesures et les très faibles flux mesurés dus aux faibles temps d'intégration utilisés pour la mesure transitoire d'une part et aux faibles dimensions de la zone observée d'autre part sont les principales sources d'erreurs et d'incertitudes sur la température. Malgré cela, ces premiers résultats sont encourageants. La qualité de la mesure devrait nettement s'améliorer en observant des zones de plus grandes dimensions (réduction de l'aspect aléatoire du flux) et en réalisant la mesure multi-spectrale sur la même montée en température (utilisation d'une roue à filtres motorisée, d'un analyseur multi-canal ou de filtres accordables en cours de réalisation).

4. Conclusion et perspectives

Nous avons vu que pour effectuer au mieux les mesures de température, il est nécessaire de respecter plusieurs critères qui sont souvent, d'une part contradictoires, et d'autre part difficiles à satisfaire expérimentalement. Néanmoins, nous avons montré par validation numérique et expérimentale que le modèle non linéaire permettait d'avoir une bonne approximation de la température (une amélioration d'environ un facteur 5 par rapport au bi-spectrale), même si la mesure des flux était bruitée. Cependant, plusieurs problèmes ont été mis en exergue. D'une part, dans l'UV, si nous voulons améliorer les mesures de température, il faut augmenter la surface visée ainsi que la température de celle-ci ; d'autre part, dans l'IR, pour améliorer la mesure, il faut soit les effectuer à des températures plus basses, soit les effectuer à plus courtes longueurs d'onde afin de diminuer l'erreur due à l'approximation de Wien et d'avoir des variations d'émissivité plus faibles. L'objectif est donc de trouver un optimum minimisant les contraintes entre ces deux cas extrêmes que sont les mesures dans l'UV et l'IR. Il pourrait donc être intéressant d'effectuer des mesures dans le visible et le proche infrarouge. Notons que cette méthode a l'avantage d'être peu intrusive et ne nécessite aucune source d'excitation. Enfin, pour la mesure transitoire, les modifications proposées devraient permettre de s'affranchir des effets stochastiques du flux photonique, des problèmes de reproductibilité et améliorer la précision sur la mesure de température.

Références

- [1] T. Pierre, B. Rémy, A. Degiovanni., *Micro-scale temperature measurement by multi-spectral and statistic method in the ultraviolet-visible wavelengths*, J. Appl. Phys. 103-1 (2008).
- [2] T. Pierre, B. Remy et A. Degiovanni, *De la méthode multi-spectrale au réseau de diffraction pour la mesure de la température dans les ultraviolets*, SFT 2008, 3-6 Juin 2008, vol. 1, p.379-384.
- [3] J.L. Gardner, T.P. Jones, M.R. Davies, *A six wavelength radiation pyrometer*, High Temperatures – High Pressures, 13, pp. 459-466 (1981).
- [4] T. Ohji and al., *Temperature measurement by UV thermal radiation*, Welding International, 9(3), pp. 185-190 (1995).
- [5] 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, France, pp. 31-38 (2001).

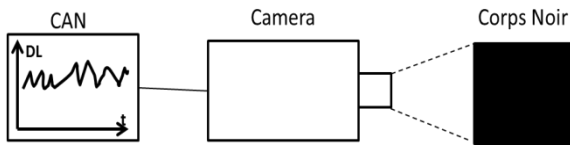


Figure 1 : Schéma du dispositif expérimental IR

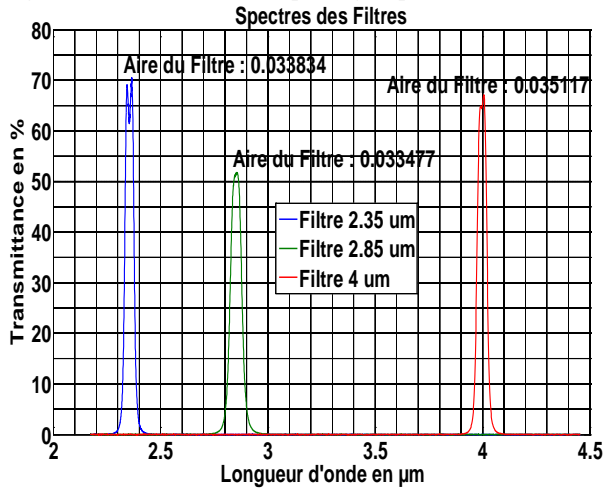


Figure 2 : Spectres des filtres IR

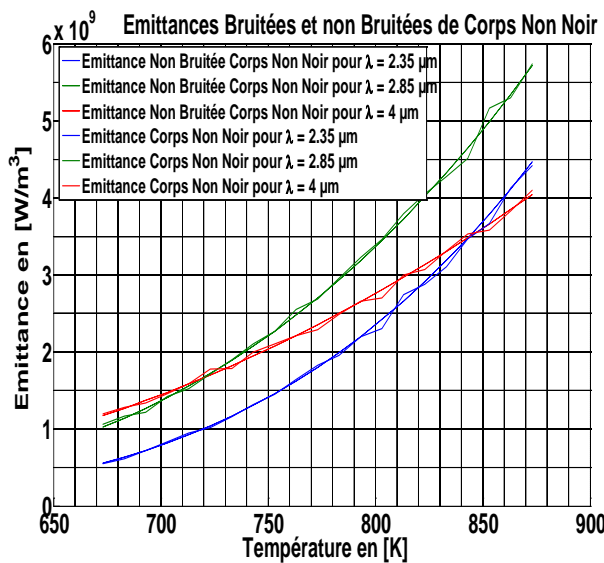


Figure 3 : Émittances simulées pour une variation d'ordre 2 de l'émissivité

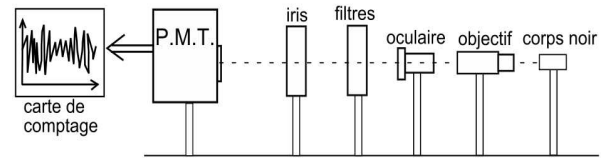


Figure 4 : Schéma du dispositif expérimental UV

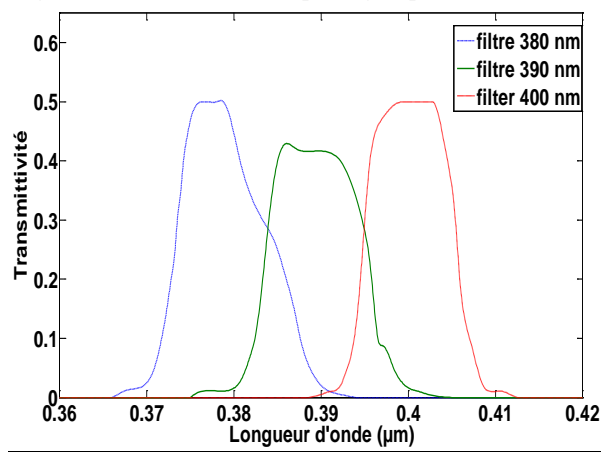


Figure 5 : transmittivité spectrale des trois filtres monochromatiques UV

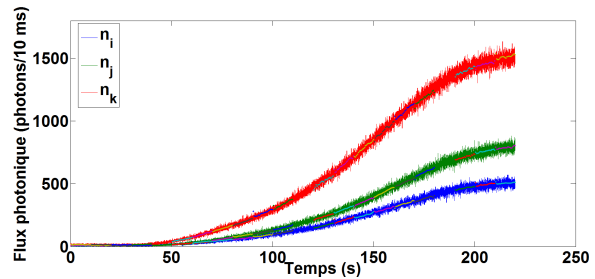


Figure 6 : Flux photonique

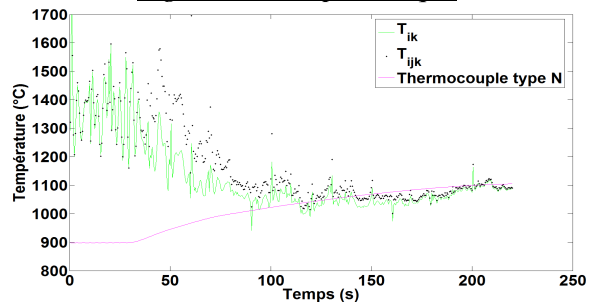


Figure 7 : Estimation de la Température