

La thermoréfectométrie 2D : une nouvelle méthode pour la détermination de champs de températures vraies sur des surfaces d'émissivités inconnues

Rémi GILBLAS^{1*}, Thierry SENTENAC¹, Daniel HERNANDEZ², Yannick LE MAOULT¹

1 Université de Toulouse ; Mines Albi, ICA (Institut Clément Ader) ; Campus Jarlard, F-81013 Albi cedex 09, France *(rgilblas@mines-albi.fr)

2 Procédés, Matériaux et Energie Solaire (PROMES), Centre National de la Recherche Nationale (CNRS), B.P. 5, 66125 Font-Romeu Cedex, France

Résumé - Dans cet article, une nouvelle méthode de mesure sans contact de champs de températures vraies est présentée. Elle est basée sur la mesure, à deux longueurs d'onde, des réflectivités bidirectionnelles et des températures de luminance. Le système de mesure est composé de deux lasers et d'une caméra proche infrarouge. Les résultats sont détaillés sur un échantillon présentant une faible réflectivité et un faible rayonnement thermique aux longueurs d'onde considérées.

Nomenclature

L	Luminance, $W.sr^{-1}.\mu m^{-1}.m^{-2}$	$BRDF$	Bidirectional Reflectivity Distribution Function, sr^{-1}
L^0	Luminance corps noir, $W.sr^{-1}.\mu m^{-1}.m^{-2}$	ϵ^i	Emissivité directionnelle
T	Température vraie, K	$\rho^{i,\Omega}$	Réflectivité directionnelle hémisphérique
T_L	Température de luminance, K	$\rho^{i,r}$	Réflectivité bidirectionnelle, sr^{-1}
T_{th}	Température thermocouple, K	λ	Longueur d'onde, μm
C_1	Constante Planck : $1.19.10^8 W.\mu m^4.m^{-2}$	$\eta^{i,r}$	Facteur de diffusion
C_2	Constante Planck : $1.44.10^4 \mu m.K$	u,v	Coordonnées des pixels dans l'image
I	Niveaux numériques caméra, NN	i,r,r^0	Directions d'incidence, de réflexion et de référence
$f^{i,r,0}$	Indicatrice de réflexion		
K_{ref}	Coefficient de calibration réflectométrique ($sr^{-1}.NN^{-1}$)		

1 Introduction

En milieu industriel, la mesure sans contact en ligne de la température d'un matériau est séduisante et s'effectue souvent à l'aide de pyromètres. Pour une mesure exacte, la connaissance du paramètre thermo-optique émissivité est requise. Or, ce dernier dépend de nombreux paramètres : la température, la direction d'observation, la longueur d'onde et la géométrie de la surface.

Face à ce problème, une première approche consiste à minimiser l'influence de l'émissivité : mesure dans la bande ultraviolet [1] à haute température ou utilisation de deux ou plusieurs longueurs d'onde en prenant l'hypothèse du corps gris (émissivité indépendante de la longueur d'onde) pour une bande spectrale restreinte [2]. Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée pour des matériaux métalliques qui sont l'objet de notre étude. Dans ce cas, la mesure « in situ » de l'émissivité représente une solution alternative : par une mesure de réflectivité [3] ou d'absorption [4] de surface, par l'analyse de la radiation émise et réfléchiée sous polarisation [5] ou par l'utilisation d'un module réfléchissant pour augmenter l'émissivité apparente [6]. La technique qui a retenu notre attention, est la technique dite pyroréfectométrie [7,8]. Cette technique est ponctuelle, l'objectif de l'article est d'analyser l'application de ce principe dans le cas de la mesure de champs avec des détecteurs matriciels (caméras). Nous appellerons cette nouvelle technique de mesure de champs de températures vraies par réflectométrie, la thermoréfectométrie matricielle (2D).

Le premier chapitre est consacré à la présentation des bases théoriques de la méthode de thermoréfectométrie. Les mesures inhérentes à cette méthode sont ainsi explicitées, ainsi que la fusion de ces mesures pour la détermination du champ de températures vraies. La partie expérimentale est détaillée dans un second paragraphe, avec la description de l'appareillage et l'exposé des premiers résultats obtenus sur une plaque grise mat chauffée à 350 °C.

2 Bases théoriques de la technique de thermoréfectométrie

2.1 Principales difficultés de la mesure de température radiative

La mesure de température radiative à partir d'une caméra ou d'un radiomètre consiste en l'acquisition d'un signal proportionnel au flux émis par unité de surface et d'angle solide, ou luminance, d'un objet opaque à l'équilibre thermodynamique. Si l'objet est un corps noir, sa luminance est décrite par la loi de Planck (cf. Eq.1).

$$L^0(\lambda, T_L, u, v) = \frac{C_1 \lambda^{-5}}{\exp\left(\frac{C_2}{\lambda T_L}\right) - 1} \quad (1) \quad L^i(\lambda, T, u, v) = L^0(\lambda, T_L^i, u, v) = \varepsilon^i(\lambda, T, u, v) L^0(\lambda, T, u, v) \quad (2)$$

Cette équation montre que la température corps noir, appelée température de luminance, peut être déterminée directement à partir d'un radiomètre visant la surface émettrice.

Si l'objet est quelconque, la luminance émise par la surface de l'objet est égale au produit de l'émissivité par la luminance émise par le corps noir à la même température et à la même longueur d'onde. Ce produit est aussi égal à la luminance du corps noir à la température de luminance (cf Eq.2).

Un radiomètre indique donc toujours une température dite de luminance, en référence à la luminance spectrale du corps noir. La température vraie de l'objet n'est obtenue que par la connaissance de l'émissivité. Notre approche est basée sur une mesure active indirecte de l'émissivité par la mesure de la réflectivité de la surface.

2.2 Mesure d'émissivité par méthode indirecte : réflectométrie

Pour un matériau opaque et selon les lois de Kirchhoff, l'émissivité directionnelle est directement reliée à la réflectivité directionnelle hémisphérique (Eq.3). La réflectivité directionnelle hémisphérique est l'intégrale de toutes les réflectivités bidirectionnelles sur l'hémisphère (Eq.4) :

$$\varepsilon^i(\lambda, T, u, v) = 1 - \rho^{i,n}(\lambda, T, u, v) \quad (3) \quad \rho^{i,n}(\lambda, T, u, v) = \int_{\Omega} \rho^{i,r}(\lambda, T, u, v) \cos \theta_r d\Omega \quad (4)$$

La réflectivité bidirectionnelle est le rapport entre le flux réfléchi dans la direction r et le flux incident dans la direction i. La mesure de la réflectivité directionnelle hémisphérique implique la mesure des réflectivités bidirectionnelles dans toutes les directions. Sa mesure est courante en laboratoire [9] mais son adaptation sur un système embarqué est difficile.

Pour résumer, l'idée principale de cette méthode est la mesure de la réflectivité dans une direction unique, et l'introduction d'une relation entre les réflectivités pour différents angles de réflexion. Cette relation est la fonction 'indicatrice de réflexion' (Eq.5), qui représente les réflectivités bidirectionnelles normalisées par la valeur de la réflectivité dans la direction de référence r⁰.

$$f^{i,r,r^0}(\lambda, T, u, v) = \frac{\rho^{i,r}(\lambda, T, u, v)}{\rho^{i,r^0}(\lambda, T, u, v)} \quad (5) \quad \eta^{i,r^0}(\lambda, T, u, v) = \int_{\Omega} f^{i,r,r^0}(\lambda, T, u, v) \cos \theta_r d\Omega \quad (6)$$

Ensuite, l'intégrale de l'indicatrice de réflexion sur l'hémisphère, appelé facteur de diffusion (cf. Eq.6), représente le volume des réflectivités directionnelles hémisphériques normalisées dans la direction de référence r⁰. Pour un matériau spéculaire, le facteur de diffusion tendra vers 0 alors que pour un matériau Lambertien il tendra vers π .

Finalement, l'émissivité est réécrite (cf Eq. 7) comme une fonction de la réflectivité bidirectionnelle et du facteur de diffusion :

$$\varepsilon^i(\lambda, T, u, v) = 1 - \eta^{i,r^0}(\lambda, T, u, v) \rho^{i,r^0}(\lambda, T, u, v) \quad (7)$$

L'équation (7) suppose que la direction d'émission i de la lumière soit la même que la direction de référence r^0 . Cette condition est impossible à obtenir expérimentalement. Cette difficulté est contournée par l'utilisation du théorème d'Helmholtz ($\rho^{i,r} = \rho^{r,i}$) et son impact sur notre technique est : $\eta^{i,r} = \eta^{r,i}$. La source lumineuse émet donc d'une autre direction que la direction de référence.

A partir de l'équation (7) et en supposant que la mesure se fait dans la direction de référence r^0 , l'équation (2) s'écrit :

$$L^0(\lambda, T_L^{r^0}, u, v) = (1 - \eta^{i,r^0}(\lambda, T, u, v) \rho^{i,r^0}(\lambda, T, u, v)) L^0(\lambda, T, u, v) \quad (8)$$

Même si cette équation est écrite pour deux longueurs d'onde, le nombre d'inconnues est toujours trop élevé. Notre solution est de supposer que le facteur de diffusion est constant pour deux longueurs d'onde proches.

$$\eta^{i,r^0}(\lambda, T, u, v) \rightarrow \eta^{i,r^0}(T, u, v) \quad (9)$$

Cette hypothèse a été démontrée sur plusieurs matériaux [8,10] en menant une étude de la BRDF aux longueurs d'ondes utilisées (1.30 μm et 1.55 μm). D'un point de vue physique, la réflexion d'un rayon lumineux dépend de la longueur d'onde : cependant, pour deux longueurs d'onde proches, le comportement spatial global (la forme de l'indicatrice de réflexion) sera le même. Le facteur de diffusion est considéré comme uniquement géométrique, les variations spectrales étant absorbées par les réflectivités bidirectionnelles, qui sont elles mesurées pour des angles solides très petits. Aucune hypothèse sur le comportement de l'émissivité n'est faite, contrairement à la thermographie bicolore classique.

2.3 Mesure de la réflectivité bidirectionnelle

D'un point de vue réflectométrique, la caméra convertit la luminance réfléchi par l'objet illuminé en niveaux de gris. Le modèle des réflectivités bidirectionnelles est linéaire par rapport au flux réfléchi. En phase d'étalonnage sur une référence en réflectance, un coefficient de conversion entre réflectivités bidirectionnelles et niveaux de gris est déterminé (Eq 10). Le matériau de référence est le Spectralon®, qui a une réflectivité bidirectionnelle connue et maximale égale à 0.394 sr^{-1} pour nos deux longueurs d'onde.

$$\rho^{i,r^0}(\lambda, T, u, v) = I^{r^0}(\lambda, T, u, v) * K_{ref}^{i,r^0}(\lambda, T, u, v) \quad (10) \quad K_{ref}^{i,r^0}(\lambda, T, u, v) = \frac{\rho_{ref}^{i,r^0}}{I_{ref}^{r^0}(u, v)} \quad (11)$$

2.4 Conclusion

Finalement, l'équation (8) est réécrite pour deux longueurs d'ondes. Selon l'hypothèse (9) et connaissant les températures de luminance [11] et les réflectivités bidirectionnelles, un système de deux équations (cf. Eq.12) fournit les champs de températures vraies et de facteurs de diffusion :

$$\begin{aligned} L^0(\lambda_1, T_{L1}^{r^0}, u, v) &= (1 - \eta^{i,r^0}(T, u, v) \rho^{i,r^0}(\lambda_1, T, u, v)) L^0(\lambda_1, T, u, v) \\ L^0(\lambda_2, T_{L2}^{r^0}, u, v) &= (1 - \eta^{i,r^0}(T, u, v) \rho^{i,r^0}(\lambda_2, T, u, v)) L^0(\lambda_2, T, u, v) \end{aligned} \quad (12)$$

3 Système de mesure et premiers résultats

3.1 Présentation du système de thermoréfectométrie 2D

La technique de thermoréfectométrie repose sur la mesure du champ de températures de luminance et du champ de réflectivités bidirectionnelles pour les deux longueurs proche infrarouge (1.3 μm et 1.55 μm). La figure 1 présente une vue schématique du système de thermoréfectométrie 2D:

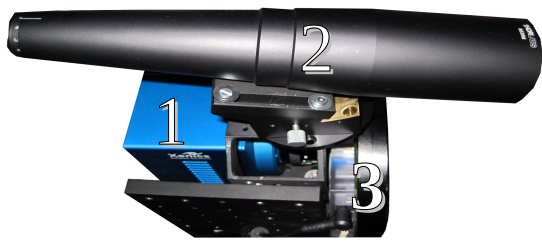


Fig 1 : Appareillage de thermoréfectométrie (Photo de dessus)

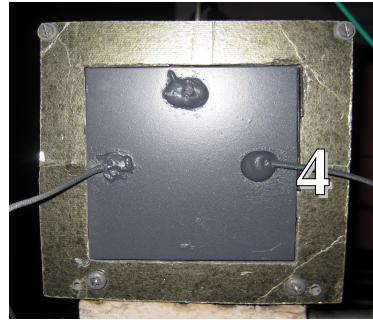


Fig 2 : Plaque de cuivre chauffée peinte en gris mat équipée de thermocouples

Le détecteur matriciel (item 1 sur la figure) est une caméra 12 bits de technologie VisGaAs (réponse spectrale étendue de $0.5 \mu\text{m}$ à $1.7 \mu\text{m}$, 320×256 pixels). La dynamique de mesure est élevée grâce au contrôle du temps d'intégration (de $1 \mu\text{s}$ à 1s). L'utilisation d'un objectif de focale fixe 50 mm permet d'atteindre une résolution spatiale de l'ordre du demi millimètre à un mètre de distance. Elle est utilisée à la fois pour la mesure du champ réflectométrique et pour la mesure du champ de températures de luminance. Pour cela, elle est équipée d'une roue à filtre (item 3) pour la sélection des longueurs d'onde $1.30 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$.

Les sources optiques (item 2) utilisées pour la mesure réflectométrique sont deux lasers continus de puissance 20 mW , centrés sur $1.30 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$, couplés optiquement, et débouchant hors du même expandeur de faisceau. Grâce à cet élargissement, nous obtenons un faisceau collimaté bicolore de 5 cm de diamètre. Ce spot laser illumine après réflexion environ 10% des pixels de la matrice.

La cible représentative (cf Fig.2) est une plaque de cuivre de dimension $10\text{cm} \times 10\text{cm}$ chauffée uniformément en face arrière par une résistance chauffante. Sa température est régulée par un thermocouple. La température de surface T_{th} , de référence, est donnée par deux thermocouples soudés en face avant de la plaque (item 4). La peinture utilisée est un gris mat, qui représente un cas défavorable de la méthode car la réflectivité est faible. De plus, la température de chauffe de 350°C est également considérée comme peu élevée pour le domaine spectral considéré.

3.2 Premiers résultats

3.2.1 Mesure de champ de températures de luminance

La première phase d'une manipulation de thermoréfectométrie consiste en la mesure, à deux longueurs d'onde, du champ de températures de luminance [11] (présenté Fig.3 à $1.30 \mu\text{m}$).

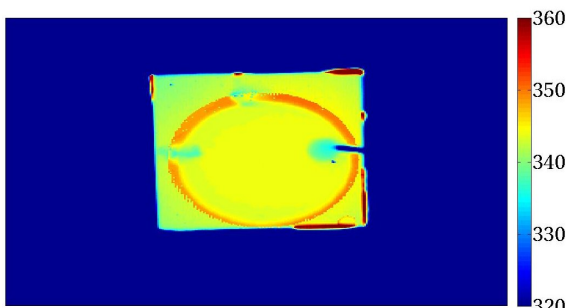


Fig3 : Température de luminance à $1.30 \mu\text{m}$

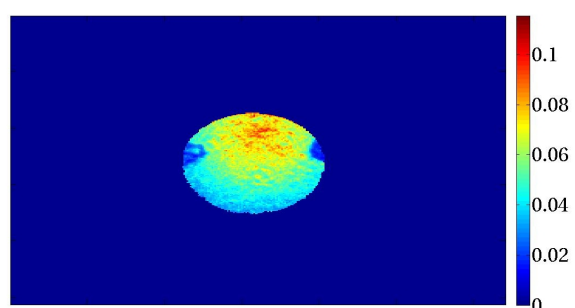


Fig4 : Réflectivités bidirectionnelles à $1.30 \mu\text{m}$

La température de luminance est très uniforme sur la plaque ($343,76 \pm 0,96^\circ\text{C}$ pour $1,3 \mu\text{m}$ et $342,42 \pm 0,95^\circ\text{C}$). La température de luminance est inférieure à la température de chauffe, la peinture grise émettant moins qu'un corps noir. De plus (cf Tab.1), la plaque émet plus à $1.30 \mu\text{m}$ qu'à $1.55 \mu\text{m}$. Cette propriété est typique des matériaux métalliques dont l'émissivité décroît avec la longueur d'onde.

Cette mesure est donc cohérente et elle constitue une entrée valide pour la résolution du système thermorélectométrique (12).

3.2.2 Mesure de champ de réflectivités bidirectionnelles

Les résultats (cf. Fig.4) montrent que les réflectivités bidirectionnelles sont non uniformes le long du spot car ce paramètre dépend de la direction de réflexion qui varie d'un pixel à l'autre. Les valeurs des réflectivités bidirectionnelles les plus élevées sont donc enregistrées pour des angles d'incidence et de référence proches (partie supérieure du spot). D'autre part, les valeurs des réflectivités bidirectionnelles sont différentes pour les deux longueurs d'onde (cf Tab.1), le corps est non-gris et réfléchit plus à 1.55µm.

3.2.3 Détermination des champs de température vraie et de facteur de diffusion

Le champ de réflectivités bidirectionnelles et de températures de luminance étant mesurés pour les deux longueurs d'onde, le champ de températures vraies est calculé par la résolution du système (12) et il est illustré Fig5 et Fig6. L'analyse préliminaire du système (12) fait apparaître des contraintes physiques d'existence de la solution (pour chaque pixel) : a) $T_L(\lambda_1, u, v) > T_L(\lambda_2, u, v)$; $\rho^{i,r0}(\lambda_1, u, v) < \rho^{i,r0}(\lambda_2, u, v)$ b) $T(u, v) > T_L(\lambda_1, u, v)$ c) $0 < \eta^{i,r0}(u, v) < 1/\rho^{i,r0}(\lambda_1, u, v)$.

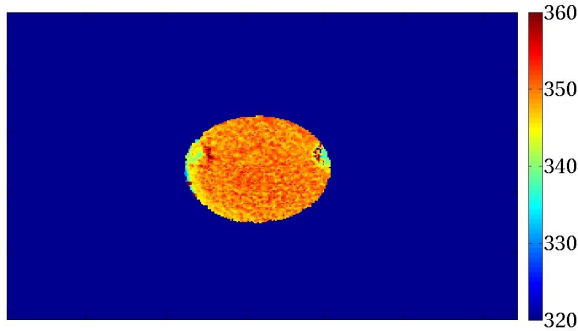


Fig 5 : Image des températures vraies

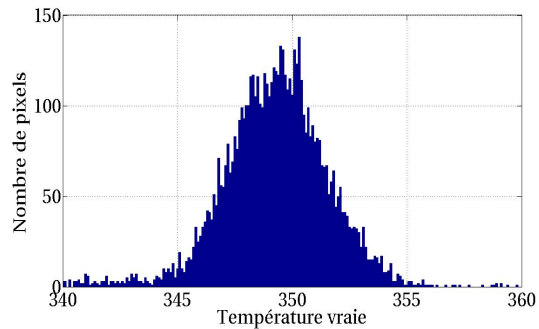


Fig 6 : Histogramme des températures vraies

Le champ de températures vraies, image de 6000 pixels du spot, est uniforme et la valeur moyenne est proche de la température donnée par les thermocouples ($T_{th}=350^\circ\text{C}$). La non-uniformité qui est la dispersion spatiale des valeurs autour de cette moyenne, n'est que de 4.16°C .

Le tableau (Tab 1) récapitule les résultats de la technique de thermorélectométrie qui sont les moyennes calculées sur la zone du spot et la dispersion spatiale des valeurs autour de cette moyenne.

	$T_L(\lambda_1)$ ($^\circ\text{C}$)	$T_L(\lambda_2)$ ($^\circ\text{C}$)	$\rho^{i,r0}(\lambda_1)$ (sr^{-1})	$\rho^{i,r0}(\lambda_2)$ (sr^{-1})	T ($^\circ\text{C}$)	$\eta^{i,r0}$	$\epsilon(\lambda_1)$	$\epsilon(\lambda_2)$
Moyenne	343.76	342.42	0.0549	0.0579	348.12	0.84	0.862	0.857
Dispersion spatiale	0.96	0.95	0.0158	0.0167	4.16	0.72	0.074	0.072

Tableau 1 : Resultats de thermorélectométrie sur plaque grise mat à 350°C .

Ces résultats montrent que la peinture grise est fortement émissive (émissivités élevées), donc peu réfléchissante (réflectivités bidirectionnelles faibles). Les variations spectrales des différents paramètres suivent les tendances générales observées pour les métaux. Les dispersions spatiales représentent les variations surfaciques des paramètres, et révèlent une assez bonne homogénéité dans l'application de cette peinture grise. Les dispersions spatiales relatives sont de 8% pour les émissivités et de 1.2% pour les températures. Le corps est non gris puisque les émissivités comme les réflectivités bidirectionnelles sont différentes pour les deux longueurs d'onde. Enfin le facteur de diffusion élevé révèle une surface plutôt Lambertienne (peinture mat).

4 Conclusion

Dans le cas d'une plaque de cuivre plane peinte en gris mat, la technique de thermoréfectométrie permet de déterminer un champ de températures vraies. Cette technique se base sur deux mesures, celle du champ de températures de luminance et de réflectivités bidirectionnelles. Associée à une hypothèse concernant la forme invariante du facteur de diffusion avec la longueur d'onde, un champ de températures vraies uniforme est déterminé avec une valeur moyenne très proche de la valeur du thermocouple et une dispersion spatiale de 4°C. Le champ de facteur de diffusion permet également de caractériser le type de réflecteur visé (spéculaire ou Lambertien).

La puissance de cette technique réside donc dans la mesure et l'estimation continue de l'émissivité. La mesure peut donc se faire sur des matériaux dont l'émissivité varie fortement. Dans un suivi dynamique de procédé, un changement d'état de surface du matériau visé n'altérerait en rien la mesure exacte de la température. Ce changement serait absorbé par la variation du facteur de diffusion. De plus, l'hypothèse principale d'invariance spectrale du facteur de diffusion s'avère moins forte que les hypothèses classiques concernant la variation spectrale de l'émissivité (thermographie bicolore et multispectrale).

Dans cet article, l'apport principal est le passage en mesure matricielle de la méthode de pyroréfectométrie. Cette transposition a mis en évidence la sensibilité des différents paramètres à la dimension spatiale. Par exemple, la mesure de la réflectivité bidirectionnelle, réputée comme délicate, a été la principale difficulté de cette méthode.

En perspective, une étude en BRDF des peintures étudiées est en cours pour confirmer les valeurs des réflectivités bidirectionnelles. L'hypothèse principale d'invariance spectrale du facteur de diffusion sera également testée par des mesures au spectromètre en mode réflexion sur toute la bande proche infrarouge.

Références

- [1], Herve P.; Viellard L., Morel A., "Radiométrie : L'ultraviolet (Radiometry : the ultraviolet)", Revue pratique de contrôle industrie, 1997.
- [2] F. Meriaudeau, "Real time multispectral high temperature measurement: Application to control in the industry", Image and Vision Computing, volume 25, Issue 7, July 2007, Pages 1124-1133.
- [3] Traverse J.P., Badie J.M., "Mesure des Températures par pyrométrie optique à l'aide d'un rayonnement laser". /Ed. Ampère, Paris/, 1976, pp. 9-14.
- [4] Kunz H., "On the state of ratio pyrometry with laser absorption measurements", /*Temperature Measurement: Inst.Phys.Conf.Ser/* 26,* *1975, pp.273-277.
- [5], Murray T.P. "Polaradiometer-A new instrument for temperature measurements". / Rev. Sci. Instrum./ *38, *1967*, *pp. 791-798.
- [6] M.D. Drury, K.D. Perry, T. Land 'Pyrometers for surface temperature measurements.' Journal of Iron and Steel Institute, pp. 245-250. 1951.
- [7] D. Hernandez ' A concept to determine the true temperature of opaque materials using a tricolor pyroreflectometer' , Review of Scientific Instruments, Vol 76, 024904, pp1-7, 2005
- [8] D. Hernandez, J.M Badie, F.Escourbiac, R. Reichle ' Development of two-colour pyroreflectometry technique for temperature monitoring of tungsten plasma facing components' , Fusion Engineering and Design, Vol 83, pp 672-679, 2008.
- [9] J. Behaghel, S. Berthier, and J. Lafait. Propriétés optiques des surfaces sélectives : définitions et méthodes de caractérisation. Physics/Physics archives, 1981.
- [10] F.Becker, F.Nerry. 'Mesure d'émissivités angulaires par réflexion dans l'infrarouge thermique' *International Journal of Remote Sensing*.7(12) :1751-1762, 1986.
- [11]Y. Rotrou, T. Sentenac, Y. Le Maoult, P. Magnan & J. Farré. Near infrared thermography with Silicon FPA- Comparison to MWIR and LWIR Thermography. QIRT Journal, vol.3, no. 1, pages 93-115, 2006.