

Mesure de l'indicatrice d'émission de matériaux en utilisant la thermographie infrarouge en régime périodique.

Laurent IBOS^{1*}, Jean-Pierre MONCHAU², Jean DUMOULIN³, Patrick AUSSET⁴, Vincent FEUILLET¹, Jacques HAMEURY⁵, Bruno HAY⁵

¹Université Paris-Est, CERTES / OSU Efluve, 61 Av. du Général de Gaulle - 94010 Créteil Cedex

²THEMACS Ingénierie, 23 rue Alfred Nobel - 77420 Champs-sur-Marne

³LUNAM Université, IFSTTAR/CoSys, Route de Bouaye - 44000 Bouguenais

⁴LISA / OSU Efluve, UPEC, 61 Av. du Général de Gaulle - 94010 Créteil Cedex

⁵LNE, 29 Avenue Roger Hennequin - 78197 Trappes Cedex

*(auteur correspondant : ibos@u-pec.fr)

Résumé - Cette communication concerne la mise au point d'un dispositif de caractérisation de l'indicatrice d'émission de surfaces de matériaux diélectriques ou métalliques. Le dispositif est basé sur le couplage entre une excitation thermique de l'échantillon en régime périodique et l'utilisation d'une caméra thermique pour la mesure de la luminance émise à chaque angle d'émission. Le dispositif dans sa version actuelle permet une caractérisation de l'indicatrice d'émission jusqu'à 85° et est limité au domaine spectral de sensibilité de la caméra thermique.

Nomenclature

T	température, K	φ	déphasage, rad
L	luminance, $W.m^{-2}.sr^{-1}$	<i>Indices et exposants</i>	
f	fréquence, Hz	0	fréquence fondamentale / angle normal à la surface
t	temps, s	i	N° fréquence
n	indice de réfraction complexe	/	directionnel
A	atténuation	\cap	hémisphérique
<i>Symboles grecs</i>		\circ	corps noir
ε	émissivité	//	polarisation parallèle
ρ	réflectance	\perp	polarisation perpendiculaire
λ	longueur d'onde, μm	\sim	amplitude
θ	angle d'émission, $^{\circ}$		

1. Introduction

Les variations d'émissivité directionnelle en fonction de l'angle d'émission peuvent être déterminées théoriquement à partir de l'indice de réfraction complexe dans le cas de surfaces lisses de matériaux homogènes [1-2]. Il est connu que l'émissivité directionnelle varie peu pour des angles d'émission inférieurs à 45°. Au-delà, des variations importantes sont observées à la fois pour les métaux et les diélectriques. Des déviations aux lois théoriques existent pour des matériaux de rugosité importante ou texturés [3-4]. La connaissance de l'indicatrice d'émission est importante pour deux applications : la correction des mesures de température effectuées par une caméra thermique lors de l'observation de surfaces de formes complexes (angles de visée variables) d'une part et la détermination de l'émissivité hémisphérique à partir de mesures d'émissivité effectuées dans une direction normale (par exemple par spectrométrie IR).

Différents appareillages ont été développés pour la mesure de l'émissivité directionnelle, notamment pour le verre [5-6]. Cependant, les mesures sont en général limitées à un angle de 80 degrés et ceci empêche la mise en évidence de différences entre valeurs théoriques et

mesures à des incidences rasantes. Par ailleurs, les dispositifs existants sont en général basés sur une méthode réflectométrique. Dans ce cas, l'échantillon est éclairé par une source directionnelle et le flux réfléchi est collecté par une sphère intégrante. La mesure de la réflectance directionnelle-hémisphérique permet ensuite le calcul de l'émissivité directionnelle en faisant varier l'angle entre le faisceau incident et la normale à la surface de l'échantillon. Cette étude concerne la mise au point de l'instrument SPIDER permettant la mesure de l'indicatrice d'émission de matériaux diélectriques ou conducteurs. La méthode repose sur l'usage d'une excitation thermique en régime périodique à différentes fréquences et sur la mesure de la luminance émise par l'échantillon vu sous différents angles. Nous présenterons tout d'abord le protocole expérimental mis en place, puis des exemples de résultats de caractérisation et les évolutions envisagées pour le dispositif.

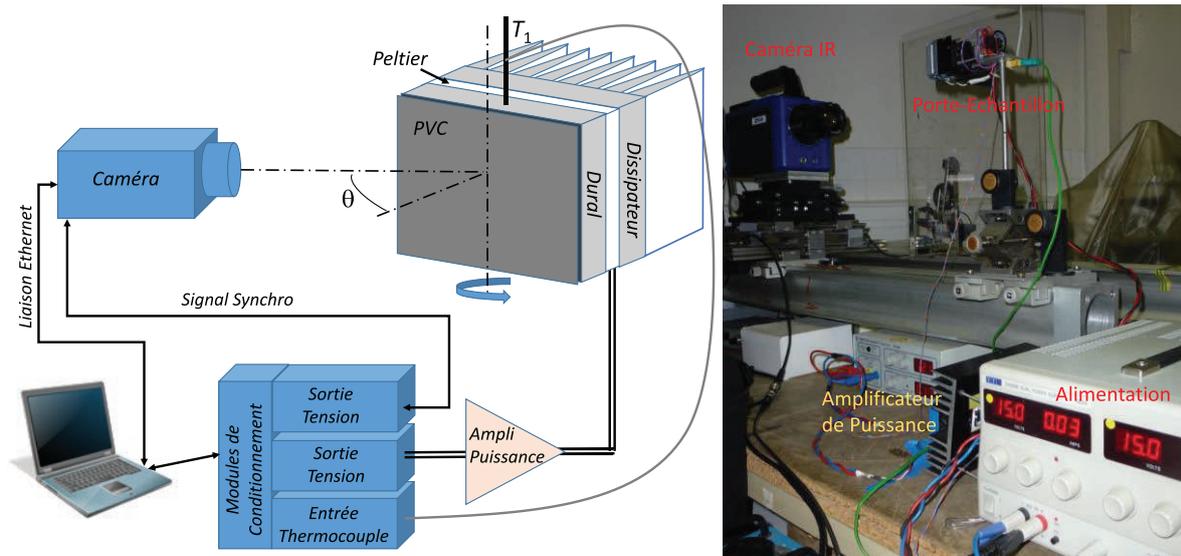


Figure 1 : Schéma synoptique et vue du banc expérimental

2. Protocole expérimental

2.1. Description du banc de mesure

Le banc de mesure mis en place pour la caractérisation de l'indicatrice d'émission d'un matériau est présenté sur la figure 1. Ce banc est une évolution du dispositif présenté par [7]. L'échantillon, sous forme d'une plaque mince de section carrée de côté égal à 44 mm, est fixé sur une plaque en Duralumin de même section et d'épaisseur égale à 10 mm. Un thermocouple de type K est placé au centre de cette plaque. La plaque est fixée sur un module à effet Peltier lui-même fixé sur un dissipateur à ailettes muni d'un ventilateur. Le module à effet Peltier est alimenté par un amplificateur de puissance commandé par une tension analogique.

La face arrière de l'échantillon est observée par une caméra thermique. La caméra utilisée dans cette étude est une caméra FLIR™ SC7300: elle possède une matrice de 320×256 détecteurs refroidie par Stirling, sensible dans la bande de longueur d'onde de 7.7 à 9.2 μm . L'enregistrement des images thermiques est commandé par un signal logique [0-3.3 V] appliqué sur l'entrée de synchronisation de la caméra. L'ensemble est piloté par une application Labview™ qui permet d'acquérir la température de la plaque en Duralumin et de générer le signal de commande de l'amplificateur de puissance et le signal de synchronisation de la caméra.

Le module à effet Peltier permet d'imposer une température T_1 sur la plaque avant en Duralumin de la forme:

$$T_1(t) = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta T_{1,i} \sin(2\pi f_i t) = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta T_{1,i} \sin(2^{i+1}\pi f_0 t) \quad (1)$$

Le signal d'excitation est donc une superposition de n sinusoïdes dont les fréquences sont des puissances de 2 successives de la fréquence fondamentale f_0 . Pour les essais réalisés, la fréquence fondamentale f_0 a été choisie égale entre 1/512 Hz et 1/128 Hz et le nombre de fréquences du signal d'excitation $n = 5$. Les données ont été acquises pendant une durée égale à neuf périodes du signal d'excitation, soit une durée totale égale variant de 4608 s à 1152 s. Cette durée a été choisie arbitrairement. La première période est ensuite éliminée afin de ne considérer que les mesures pour lesquelles l'échantillon est sollicité en régime périodique établi. La fréquence d'échantillonnage est $f_e = 1$ Hz. La mesure est répétée pour différents angles d'observation de 0° à 85° , le porte-échantillon étant fixé sur un goniomètre.

2.2. Détermination de l'indicatrice d'émission

L'indicatrice d'émission est déterminée à partir des amplitudes de température du signal d'excitation et du flux émis par la surface observée à chaque angle d'observation. La température T_2 en face arrière de l'échantillon peut être exprimée sous la forme:

$$T_2(t) = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta T_{2,i} \sin(2^{i+1}\pi f_0 t - \varphi_i) = \sum_{i=0}^{n-1} A_i \times \Delta T_{1,i} \sin(2^{i+1}\pi f_0 t - \varphi_i) \quad (2)$$

où A_i est l'atténuation de la variation de température à la fréquence f_i et φ_i est le déphasage entre T_1 et T_2 . Ces valeurs dépendent des propriétés thermophysiques de l'échantillon, de son épaisseur et des échanges thermiques en face arrière. La température de la surface de l'échantillon vue par la caméra ne peut être déterminée puisque son émissivité est inconnue. On utilisera donc la température apparente T_2° de la surface (obtenue en réglant l'émissivité égale à 1):

$$T_2^\circ(t) = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta T_{2,i}^\circ \sin(2^{i+1}\pi f_0 t - \varphi_i) = C \sum_{i=0}^{n-1} A_i \times \Delta T_{1,i} \sin(2^{i+1}\pi f_0 t - \varphi_i) \quad (3)$$

où C est un coefficient dépendant de l'angle d'émission, mais indépendant de la fréquence de modulation. L'intérêt d'utiliser n fréquences de modulation est d'obtenir n estimations de l'émissivité directionnelle en une seule expérience, l'émissivité de la surface étant indépendante de la fréquence d'excitation. Le nombre de fréquences est limité à cinq afin de limiter les amplitudes de variation de température du porte-échantillon.

Par ailleurs, on rappelle que l'intérêt de l'utilisation d'une méthode modulée est de s'affranchir du flux réfléchi par la surface observée en provenance de l'environnement. En effet, les variations de la température d'environnement aux fréquences de modulation imposées sont nulles, celui-ci étant à une température quasiment constante durant la durée de l'expérience. Lors de deux expériences réalisées pour deux angles d'observation différents, on fait varier l'orientation du porte-échantillon par rapport à l'objectif de la caméra. Pour un angle θ donné, on a donc:

$$\Delta T_{2,i}^\circ(\theta) = C(\theta) \times A_i \times \Delta T_{1,i}(\theta) \quad \forall i \in \{1; \dots; n\} \quad (4)$$

Si les propriétés de l'échantillon ne varient pas d'une expérience à l'autre et si l'on utilise les mêmes fréquences d'excitation, les coefficients A_i sont invariants. A partir des mesures des amplitudes de température en face avant et arrière de l'échantillon à chaque fréquence de modulation, on obtient:

$$C(\theta) \times A_i = \frac{\Delta T_{2,i}^{\circ}(\theta)}{\Delta T_{1,i}(\theta)} \quad \forall i \in \{1; \dots n\} \quad (5)$$

En normalisant par rapport à la mesure pour une direction normale à la surface ($\theta = 0^{\circ}$), on obtient:

$$\frac{C(\theta)}{C(0)} = \frac{\frac{\Delta T_{2,i}^{\circ}(\theta)}{\Delta T_{1,i}(\theta)}}{\frac{\Delta T_{2,i}^{\circ}(0)}{\Delta T_{1,i}(0)}} \quad \forall i \in \{1; \dots n\} \quad (6)$$

Le rapport $C(\theta)/C(0)$ est indépendant de la fréquence de modulation et il permet le calcul de l'émissivité directionnelle normalisée à l'émissivité normale $\varepsilon_{\theta}/\varepsilon_0$ si l'on réalise les deux mesures avec la même caméra. En pratique, du fait de la présence de bruit de mesure, on obtiendra une estimation du rapport $C(\theta)/C(0)$ pour chaque fréquence de modulation et on calculera la moyenne de ces estimations.

L'émissivité directionnelle normalisée est définie comme le rapport de la luminance de l'échantillon dans la direction θ sur la luminance dans la direction normale à sa surface. Dans le cas d'une méthode modulée, on s'intéressera à l'amplitude de la luminance aux différentes fréquences de modulation f_i :

$$\frac{\varepsilon_{\theta}}{\varepsilon_0} = \frac{\widetilde{L}_{\theta}(f_i)}{\widetilde{L}_0(f_i)} \quad (7)$$

On considère que la luminance mesurée par la caméra suit une loi en T^4 . La figure 2 présente la relation entre la luminance et la température apparente (courbe d'étalonnage) fournie à partir des données extraites du logiciel Altair™ pour l'expérience à $\theta = 0^{\circ}$, c'est à dire pour les variations de luminance les plus importantes. On peut observer que l'approximation choisie est valide. L'ajustement présenté correspond à la relation:

$$L = 4.7712 \times 10^{-10} \times T^4 - 2.6178 \quad (8)$$

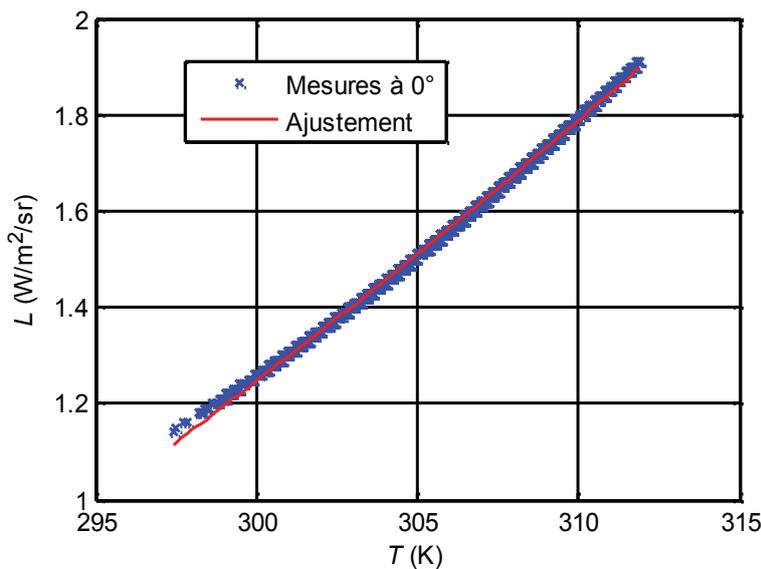


Figure 2 : Relation luminance-température apparente pour la mesure à $\theta = 0^{\circ}$

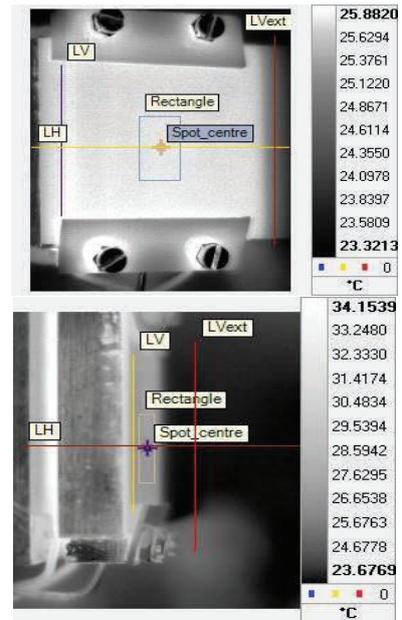


Figure 3 : Exemples d'images thermiques pour $\theta = 20$ et 85°

Dans le cas où les amplitudes de variation de la température à chaque fréquence de modulation sont faibles (ici quelques °C), on obtient donc après simplification:

$$\frac{\varepsilon_{\theta}}{\varepsilon_0} = \frac{\widetilde{T_{2,i}^4(\theta)}}{\widetilde{T_{2,i}^4(0)}} = \frac{\Delta T_{2,i}^{\circ}(\theta)}{\Delta T_{2,i}^{\circ}(0)} \times \frac{\overline{T_2^{\circ 3}(\theta)}}{\overline{T_2^{\circ 3}(0)}} \quad (9)$$

Pour tenir compte de variations possibles du signal d'excitation entre les différentes expériences on remplacera dans l'équation (9) le rapport des amplitudes de températures par le rapport $C(\theta)/C(0)$. Ainsi, si la température moyenne de la surface est identique d'une expérience à l'autre (possible pour un même matériau et une même excitation) et si les amplitudes de variation de température restent faibles, on obtient une relation très simplifiée:

$$\frac{\varepsilon_{\theta}}{\varepsilon_0} = \frac{C(\theta)}{C(0)} \quad (10)$$

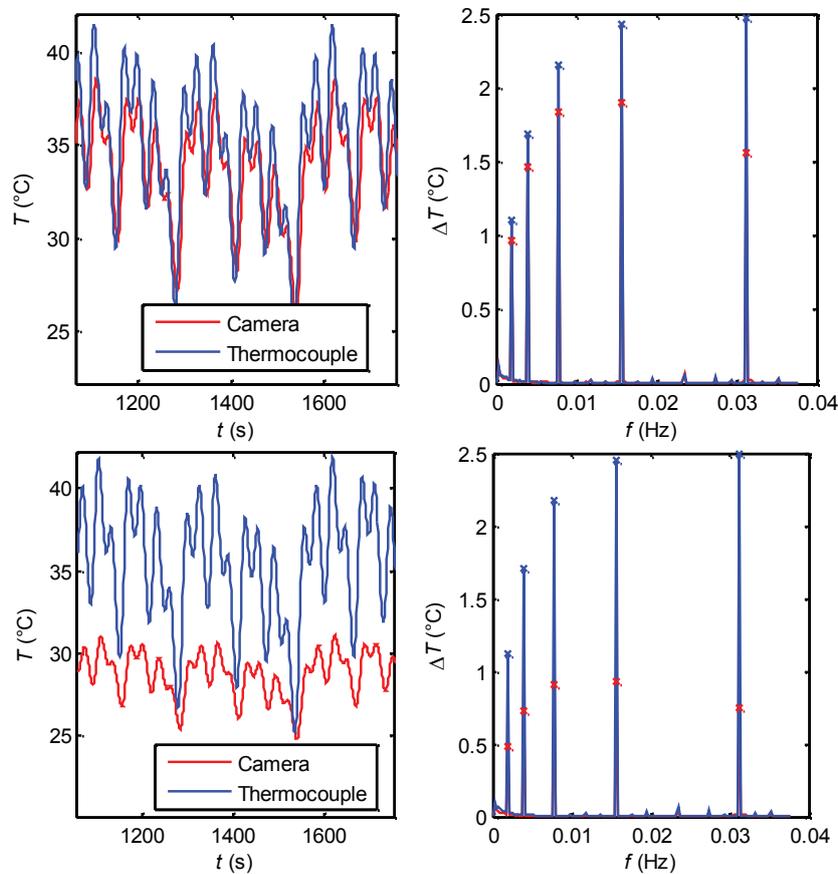


Figure 4 : Deux exemples de mesure de température et FFT correspondantes ; cas de la caractérisation d'une surface d'un échantillon de PVC ($\theta = 0^\circ$ en haut et 85° en bas)

2.3. Signaux bruts et traitement des données

Un exemple d'images thermiques obtenues pour deux angles d'observation est présenté sur la figure 3. Deux exemples de signaux temporels mesurés pour $\theta = 0^\circ$ et $\theta = 85^\circ$ sont présentés sur la figure 4. Les amplitudes des variations de température en face avant et face arrière à chaque fréquence d'excitation sont estimées à partir d'un calcul de transformée de Fourier rapide. Les spectres correspondant à ces mesures sont également présentés sur la figure 4. On remarque une atténuation bien plus importante des variations de température mesurées avec la caméra sur la face arrière de l'échantillon pour une incidence proche de

l'incidence rasante. Les valeurs des rapports des amplitudes de température entre les faces avant et arrière de l'échantillon, soit les coefficients d'atténuation $C(\theta) \times A_i$ sont ensuite calculés en utilisant la relation (5) pour les différentes fréquences et les différents angles d'émission θ . Une moyenne et un écart-type des 5 valeurs obtenues à chaque angle d'émission sont ensuite calculés. Les valeurs relatives de l'émissivité directionnelle normalisées à l'émissivité normale sont ensuite calculées à partir des relations (7) à (10).

3. Mesures

Trois matériaux ont été caractérisés par cette méthode : PVC, verre flotté, alliage d'aluminium. L'échantillon d'aluminium a été poli préalablement aux mesures. La rugosité des surfaces, mesurée à l'aide d'un profilomètre interférentiel VEECO™ NT-1100 permet de considérer ces surfaces comme lisses dans le domaine de longueur d'onde considéré (Cf. Tableau 1). L'indicatrice d'émission a pu être déterminée jusqu'à un angle de 85 degrés pour ces trois matériaux.

3.1. Mesures de l'émissivité normale par spectrométrie

Le calcul de l'émissivité directionnelle requiert en plus la connaissance d'une valeur particulière de l'émissivité, par exemple l'émissivité normale. Cette mesure a été déterminée par spectrométrie IR en utilisant un spectromètre Perkin-Elmer™ Frontier équipé d'une sphère intégrante Pike™. Une référence diffusante en or (SpectraGold™) a été utilisée. Sa réflectance a été mesurée par une méthode indépendante au LNE [8]. Une correction du facteur de sphère a été appliquée aux mesures brutes afin de déterminer la réflectance directionnelle-hémisphérique. Les échantillons caractérisés étant opaques, l'émissivité normale est ensuite calculée à chaque longueur d'onde à partir de la relation suivante :

$$\varepsilon'_\lambda = 1 - \rho'_\lambda \quad (11)$$

L'émissivité spectrale normale des échantillons ainsi obtenue est tracée sur la figure 5. L'émissivité normale dans la bande de longueur d'onde $\Delta\lambda$ de la caméra utilisée (indiquée en pointillés sur la figure 5) est reportée dans le tableau 1. Elle est calculée en pondérant l'émissivité spectrale par la courbe de Planck pour un corps noir à 300 K :

$$\varepsilon_{0,\Delta\lambda} = \frac{\int_{\Delta\lambda} \varepsilon_{0,\lambda} L_\lambda^\circ(T) d\lambda}{\int_{\Delta\lambda} L_\lambda^\circ(T) d\lambda} \quad (12)$$

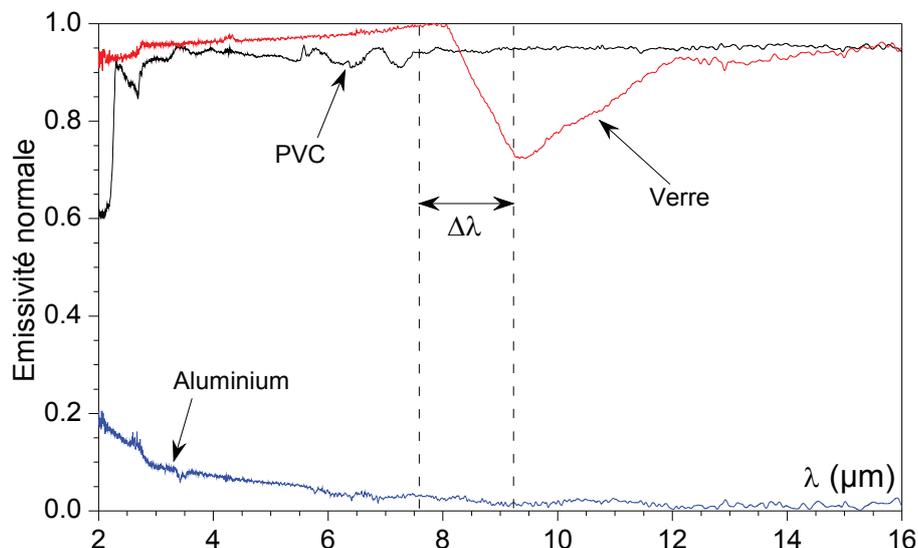


Figure 5 : Emissivité normale des matériaux étudiés

3.2. Indicatrices d'émission des matériaux caractérisés

A partir des variations relatives d'émissivité directionnelle et de la mesure indépendante de l'émissivité normale, il est possible de déterminer l'émissivité directionnelle à tous les angles d'observation considérés. Par ailleurs, pour des matériaux lisses et homogènes, l'émissivité directionnelle peut être déterminée à partir de relations théoriques et de l'indice de réfraction complexe $n = n_0 + j\chi$ [1-2]. Dans le cas d'un dioptré plan, on définit l'émissivité pour deux polarisations $\varepsilon_{//}$ et ε_{\perp} :

$$\left\{ \begin{array}{l} \varepsilon_{//} = 1 - \frac{\left(n \times \cos(\theta) - \sqrt{1 - \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} \right) \times \left(n \times \cos(\theta) - \sqrt{1 - \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} \right)}{\left(n \times \cos(\theta) + \sqrt{1 - \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} \right) \times \left(n \times \cos(\theta) + \sqrt{1 - \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} \right)} \\ \varepsilon_{\perp} = 1 - \frac{\left(\cos(\theta) - n \times \sqrt{1 - \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} \right) \times \left(\cos(\theta) - n \times \sqrt{1 - \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} \right)}{\left(\cos(\theta) + n \times \sqrt{1 - \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} \right) \times \left(\cos(\theta) + n \times \sqrt{1 - \frac{\sin(\theta)^2}{n^2}} \right)} \end{array} \right. \quad (13)$$

En l'absence de polarisation, ce qui est le cas des mesures obtenues dans cette étude, l'émissivité directionnelle ε_{θ} considérée est donc la moyenne arithmétique de $\varepsilon_{//}$ et ε_{\perp} . Une comparaison des mesures d'émissivité directionnelle à ces relations théoriques a été effectuée. Une estimation des parties réelle n_0 et complexe χ de l'indice de réfraction a été effectuée par méthode inverse par minimisation de l'écart quadratique mesures-modèle. Les valeurs identifiées pour chaque matériau sont reportées dans le tableau 1 et une comparaison des données expérimentales et théoriques est présentée sur la figure 6. Il est enfin possible à partir des résultats précédents de déterminer l'émissivité hémisphérique :

$$\varepsilon^{\theta} = \frac{\int_0^{\pi/2} \varepsilon'(\theta) d\theta}{\int_0^{\pi/2} d\theta} \quad (14)$$

Les valeurs obtenues sont présentées dans le tableau 1. Pour les trois matériaux caractérisés, le comportement observé expérimentalement est conforme aux lois théoriques.

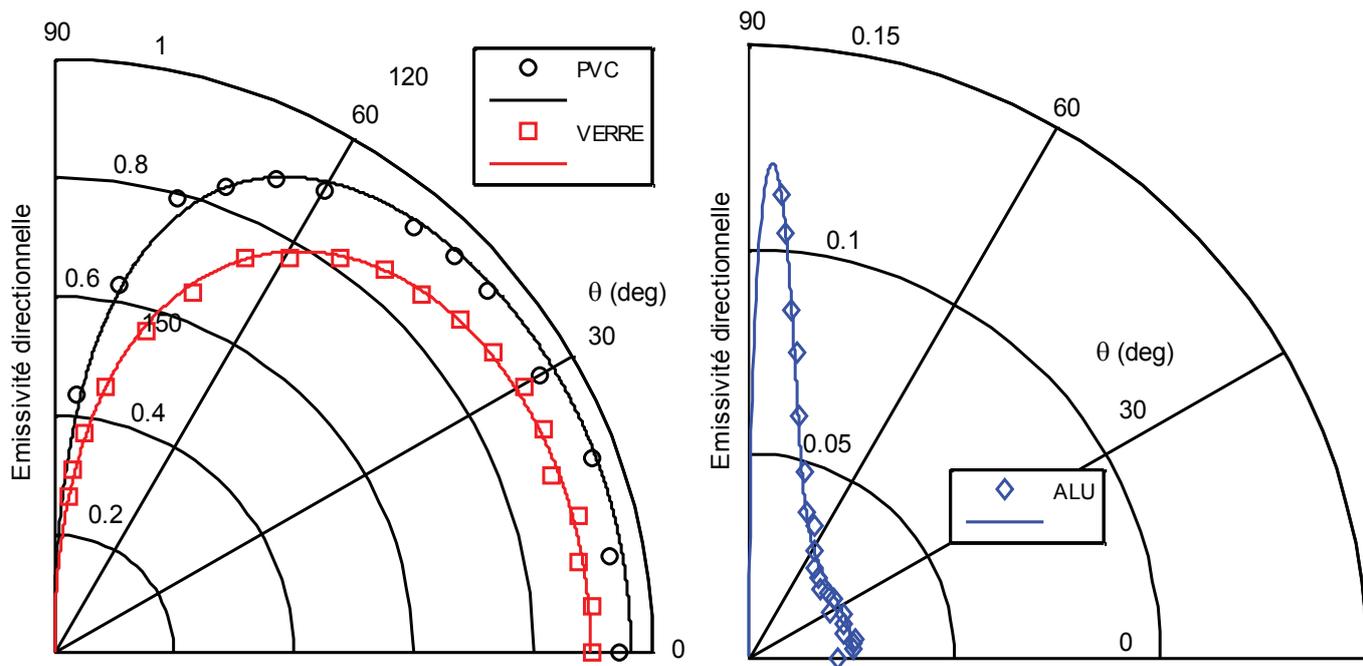


Figure 6 : Indicatrices d'émission des matériaux étudiés (les symboles représentent les mesures) et comparaison aux lois théoriques (traits pleins)

Pour le PVC, on note un comportement classique pour un diélectrique : émissivité élevée et quasiment constante jusqu'à 60°. On obtient bien par identification un indice de réfraction réel. La permittivité diélectrique correspondante (2.2) est une valeur classique pour ce matériau. Pour l'échantillon de verre, on note également un comportement classique pour ce type de matériau [6]. Pour l'alliage d'Aluminium, le comportement observé est typique de celui d'un métal. Il est à noter qu'il sera nécessaire de réaliser des mesures au-delà de 85° afin de percevoir la chute de la valeur de l'émissivité pour des angles proches de l'incidence rasante.

	R_q	<i>Emissivité</i>		<i>Indice de réfraction</i>	
	(μm)	$\varepsilon_{0,\Delta\lambda}$	$\varepsilon^{\wedge}_{\Delta\lambda}$	$n_0 (\Delta n_0)$	$\chi (\Delta\chi)$
PVC		0.95	0.86	1.47 (0.14)	$4 \times 10^{-14} \approx 0$
Verre	< 1	0.90	0.75	1.05 (0.11)	0.68 (0.06)
Aluminium	1.5	0.025	0.036	2.92 (0.52)	21.2 (2.2)

Tableau 1 : Résultats de caractérisation des différentes surfaces

4. Conclusion et Perspectives

Le choix d'une excitation thermique en régime modulé permet de s'affranchir de la connaissance de la température absolue de la surface de l'échantillon et des réflexions du flux environnant sur la surface visée car seules les variations de température de la source et de luminance de la surface aux fréquences d'excitation sont considérées. La méthode proposée présente donc l'avantage d'un dispositif expérimental très simple par rapport aux méthodes existantes et permet de caractériser aussi bien des surfaces fortement émissives (verre, polymères) que des surfaces à faible émissivité (métaux). L'utilisation comme détecteur d'une caméra thermique permet aisément de travailler à des angles proches de l'incidence rasante et permet également de disposer de l'indicatrice d'émission pour des corrections de champs de température d'images thermiques. En revanche, la mesure est ici limitée à la bande spectrale de la caméra. L'utilisation de détecteurs mono-éléments large bande ou multi-bandes est envisagée pour une évolution ultérieure du dispositif. Enfin, la température de la surface n'étant pas connue, on ne peut déterminer que les variations relatives d'émissivité en fonction de l'angle d'émission. Le calcul de l'émissivité à tous les angles requiert une mesure complémentaire à un angle particulier. Dans sa version finale, cet instrument permettra d'effectuer des mesures pour des angles d'émission compris entre 0 et 89° dans différentes bandes spectrales. Une comparaison des résultats à une méthode de référence est envisagée.

Références

- [1] L. Kauder, *Spacecraft Thermal Control Coating References*, NASA-TP-2005-212792, NASA-Goddard Space Flight Center, Grenbelt, Maryland (2005).
- [2] P. Lorrain, D.R. Corson, *Champs et ondes électromagnétiques*, Armand Collin, Paris (1979).
- [3] J.F. Sacadura, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 15 (1972), 1451-1465.
- [4] L. Raj Koirala, *FTIR-Spectroscopic measurements of directional spectral emissivities of microstructured surfaces*, Dissertation Helmut-Schmit University/University of the Federal Armed Forces, Hamburg (2004).
- [5] F. Geotti-Bianchini, *Total hemispherical emissivity of coated glass*, European Community Report EUR 14758 EN (1993).
- [6] D. Janssen, J. Lohrengel, *Investigation and development of a method for the measurement of the emissivity of glass*, European Community Report EUR 13487 EN (1991).
- [7] S. Datcu, L. Ibos, Y. Candau, S. Mattéi, *Infrared Physics & Technology*, 46 (2005), 451-467.
- [8] J-P. Monchau, *Mesure d'émissivité pour la thermographie infrarouge appliquée au diagnostic quantitatif des structures*, Thèse, Université Paris-Est, Nov. 2013.