

Thermographie monochromatique exploitant l'invariance de l'émissivité avec la température

Rémi GILBLAS^{1*}, Thierry SENTENAC¹, Yannick LE MAOULT¹, Domingos DE SOUSA MENESES²

¹Université de Toulouse; CNRS, Mines Albi, INSA, UPS, ISAE-SUPAERO; ICA (Institut Clément Ader); Campus Jarlard, F-81013 Albi, France.

²CNRS, CEHMTI UPR3079, Univ. Orléans, F-45071 Orléans, France

* (auteur correspondant : rgilblas@mines-albi.fr)

Résumé - Cet article présente une application de thermographie monochromatique qui se fonde sur les propriétés thermo-optiques des matériaux : le point de Christiansen pour les diélectriques et le point χ pour les métaux. L'invariance de l'émissivité avec la température permet une mesure de température vraie avec une technique de thermographie monochromatique. Le développement, l'étalonnage et les premiers résultats prometteurs de thermographie monochromatique à ces longueurs d'onde sont présentés dans le cas de matériaux diélectriques (Zircone Yttrée (YSZ)) et métaux (Platine).

Nomenclature

T	température, °C	λ	longueur d'onde, μm
e	épaisseur, m	σ	cste de Stefan: $5,67.10^{-8}$, $W.m^{-2}.K^{-4}$
k	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$	ω	pulsation, $rad.s^{-1}$
I_D	Signal caméra, NN		<i>Indices et exposants</i>
	<i>Symboles grecs</i>	p	plasma
n	indice de réfraction	s	surface
κ	coefficient d'extinction	th	thermocouple
ε	<i>fonction diélectrique</i>	amb	ambiante
E	émissivité	t	totale (intégrée sur λ)
ρ	réflectance		

1. Introduction

Les techniques de thermographie impliquent la connaissance continue de l'émissivité du matériau visé pour mesurer sa température vraie, or ce paramètre dépend lui-même de la température. De nombreuses méthodes sont basées sur une hypothèse permettant de prendre en compte la variation de l'émissivité avec la température. La thermographie monochromatique peut inclure une correction d'émissivité au cours du temps, mais cette correction suppose des conditions d'essais répétitives (mêmes matériaux et mêmes rampes de chauffe). La thermographie bichromatique [1] suppose que le rapport des émissivités aux deux longueurs d'onde reste le même, ce qui n'est pas le cas pour un matériau avec un phénomène d'oxydation par exemple. La thermographie polychromatique [2] propose de modéliser les variations d'émissivité. L'émissivité doit toujours satisfaire le modèle préalablement paramétré. Seules les méthodes actives, du type thermoréfectométrie [3] ou thermographie pulsée [4], permettent de s'adapter à la plupart des cas de figure de mesure.

En rupture avec les méthodes précédentes, cet article présente une méthode basée sur une propriété inhérente au matériau. Nous allons exploiter des longueurs d'onde où l'émissivité du matériau ne dépend pas de la température : la longueur d'onde, appelé aussi le point de Christiansen pour les matériaux diélectriques et le point χ pour les matériaux métalliques.

La première partie de l'article propose une technique de thermographie au point de Christiansen. Après une présentation des propriétés du point de Christiansen, des mesures de champs de température sur la Zircone Yttrée (YSZ) sont proposées. La seconde partie présente la thermographie au point χ et une application sur le Platine.

2. Thermographie au point de Christiansen

2.1. Description du point de Christiansen

2.1.1. Existence physique

Le point de Christiansen est une longueur d'onde spécifique à un matériau où l'émissivité tend vers 1 (i.e. où la réflectance et la transmittance sont proches de zéro). Son existence n'est pas universelle, mais il est souvent présent dans le spectre de matériaux diélectriques hétéropolaires et il a l'intérêt supplémentaire d'évoluer très peu en température. Ces caractéristiques en font un quasi invariant qui peut être utilisé pour réaliser des mesures de températures précises sur de larges gammes de température. Les équations de Fresnel permettent d'exprimer l'émissivité d'un milieu opaque en fonction des indices optiques (cf. Equ.(1), sous incidence normale) :

$$E(\lambda) = 1 - \rho(\lambda) = 1 - \frac{(n(\lambda) - 1)^2 + \kappa(\lambda)^2}{(n(\lambda) + 1)^2 + \kappa(\lambda)^2} \quad (1)$$

Comme le montre l'équation 1, l'émissivité est maximale pour une longueur d'onde où l'indice de réfraction n tend vers 1 et le coefficient d'extinction κ est très petit devant 1, mais reste suffisamment grand pour que l'échantillon soit opaque aux épaisseurs usuelles. Le point de Christiansen se situe au voisinage d'une zone de forte dispersion induite par une vibration de réseau polaire. L'étude de ce point peut être menée en utilisant des modèles de fonction diélectriques tels que le modèle de Lorentz ou le modèle semi-quantique.

2.1.2. Valeurs de point de Christiansen pour des matériaux diélectriques

Le tableau 1 présente des valeurs des longueurs d'onde aux points de Christiansen pour divers matériaux diélectriques hétéropolaires [5].

	λ
	μm
BaF ₂	22,7
ZnSe	38,2
CaF ₂	16,1
MgO	11,9
SiC	9,98
Quartz	7,4
Al ₂ O ₃	10
YSZ[6]	12.8

Tableau 1 : Valeurs de points de Christiansen pour plusieurs diélectriques hétéropolaires

2.1.3. Choix du matériau diélectrique

Dans nos applications sur les barrières thermiques fonctionnalisées [7], le matériau diélectrique mesuré est la zircone yttrée (YSZ) dont le point de Christiansen est autour de la longueur d'onde 12,8 μm . La gamme thermique visée est [300-1000] $^{\circ}\text{C}$. La gamme spectrale afférente est calculée selon l'équation 2, qui correspond au recoupement des deux spectres de

Planck aux deux températures extrêmes. En effet, pour un corps noir à une température donnée, 95% du flux émis est contenu entre $0,5\lambda_{\max}$ et $5\lambda_{\max}$, λ_{\max} étant calculé par la loi de déplacement de Wien. La gamme spectrale préférentielle du système de mesure est donc $[2,5-11] \mu\text{m}$.

$$\lambda_1 = 0,5 * \frac{2898}{T_{\min}}; \lambda_2 = 5 * \frac{2898}{T_{\max}} \quad (2)$$

La gamme thermique cible peut donc être détectée par un système de thermographie en infrarouge lointain (LWIR), contenant le pont de Christiansen de YSZ.

2.2. Développement de la thermographie au point de Christiansen pour la Zircone Yttrée

2.2.1. Echantillons

L'échantillon étudié est constitué d'un substrat en superalliage base Nickel de type HA88 et d'une couche de YSZ de 1,64 mm d'épaisseur, déposé par procédé EBPVD. Cet échantillon n'est pas parfaitement plan, il présente une courbure qui joue un rôle important lors du chauffage. Il est présenté sur la figure 1,a) :



Figure 1 : Photographie de l'échantillon de Zircone Yttrée étudié

Cet échantillon est placé sur une galette chauffante portée à 850°C et il est donc chauffé par conduction en face arrière. La non-planéité de l'échantillon induit uniquement des contacts thermiques sur les bords gauche et droit. Ceci engendre une température plus faible au centre. Ce défaut permet toutefois l'installation d'un thermocouple sur la face arrière, au centre, entre le système chauffant et la barrière, fournissant une température de référence.

2.2.2. Mesure de la valeur du point de Christiansen de l'échantillon

Au préalable, nous souhaitons vérifier la valeur du point de Christiansen pour l'échantillon. Pour cela, nous utilisons un spectromètre IRTF de marque Bruker, modèle Vertex70, utilisé avec une sphère intégrante pour réaliser une mesure de réflectance (pour les matériaux opaques, $E=1-\rho$).

N'ayant pas les moyens de chauffer ces barrières thermiques au sein du spectromètre, nous choisissons de réaliser cette vérification avec trois barrières d'épaisseurs différentes. Au point de Christiansen, l'échantillon étant opaque, les spectres doivent converger.

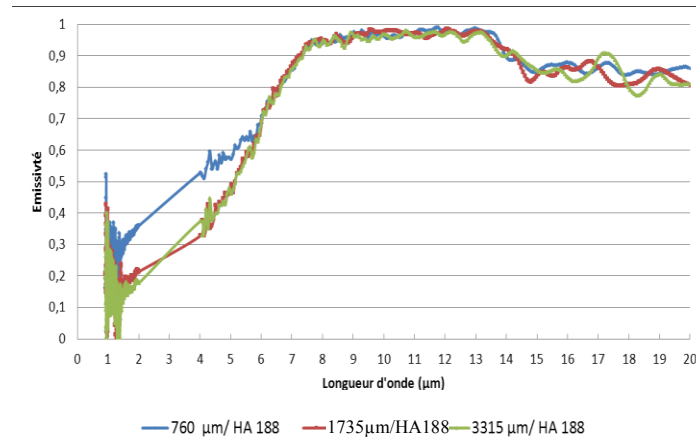


Figure 2 : *Emissivité de barrières thermiques en YSZ de différentes épaisseurs en fonction de la longueur d'onde.*

De 1 à 7 μm , l'émissivité croît avec la longueur d'onde et décroît à partir de 13 μm . Le point de Christiansen, situé à 12,8 μm , est clairement visible et ne dépend pas de l'épaisseur de la barrière. Les spectres se rejoignent entre 6 et 14 μm , soit sur une « plage Christiansen » étendue, dû au fait des épaisseurs très élevées.

2.2.3. Mise en oeuvre du banc expérimental

La caméra utilisée est de marque FLIR SC325 (bolométrique), avec une réponse spectrale de 7,5 à 13 μm . La taille du capteur est de 320*240 pixels avec un pitch de 25 μm . Un filtre centré autour de 12,9 μm et avec une largeur à mi-hauteur de 150 nm est disposé dans le chemin optique.

2.3. Mesure de température

2.3.1. Etalonnage

Au préalable, la caméra est étalonnée sur la gamme de température [600-1000°C]. Le système est donc placé devant un corps noir dont la température varie graduellement. Le signal de sortie est enregistré et affiché figure 3.

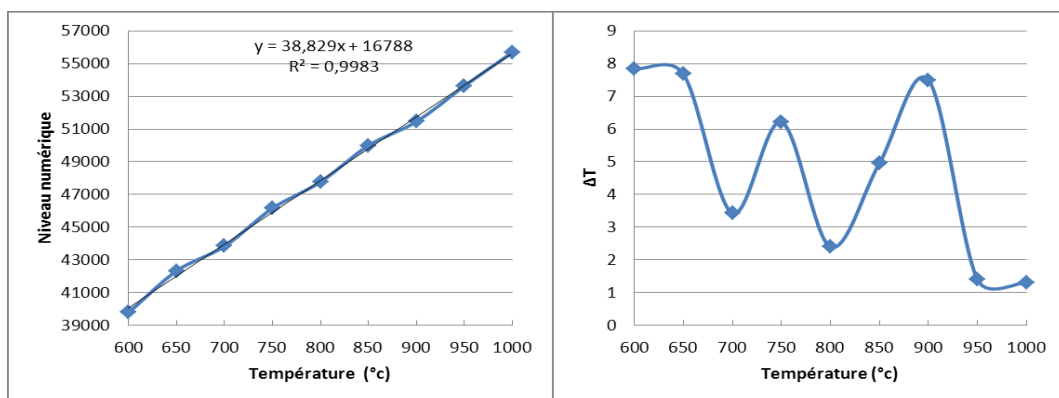


Figure 3 : *Etalonnage du système au point de Christiansen et erreur résiduelle.*

L'allure de la courbe d'étalonnage est linéaire. Le modèle utilisé est donc du premier ordre du type $I_d = aT + b$. L'erreur résiduelle maximale est de 8°C. Notons que la sensibilité (38 NN/°C) et la dynamique sont faibles en comparaison aux capacités optimales de la caméra.

2.3.2. Premiers résultats

La barrière thermique présentée précédemment est placée sur la galette chauffante à 850°C. Le thermocouple placé en face arrière enregistre une température en face arrière de $T_{th}=720^{\circ}\text{C}$. La température en face avant est calculée à partir de l'équation (3), établissant l'égalité entre les flux entrant (conduction) et sortant (rayonnement et convection) de la barrière :

$$(T_{th} - T_s) \left(\frac{k}{e} \right) = 1.31(T_s - T_{amb})^4 + E_t \sigma (T_s^4 - T_{amb}^4) \quad (3)$$

Avec : $k=2,25 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ [8]; $T_{amb}=30^{\circ}\text{C}$; $\varepsilon_t=0,5$ [9]

Les pertes par convection sont définies par un modèle de plaque plane verticale [10]. Le substrat est considéré comme isotherme. La résolution de cette équation fournit une température de surface de 693°C . La thermographie au point de Christiansen donne une température lue au centre de 710°C . Cet écart semble acceptable en première approche compte tenu de : 1) La faible précision du calcul de température de surface (notamment des données d'entrée) ; 2) De la variation spatiale de la température sur la barrière thermique (25°C d'un bout à l'autre) ; 3) De l'erreur due à l'étalonnage (8°C). Ce premier résultat est donc cohérent et très prometteur.

3. Thermographie au point χ

3.1. Description du point χ

3.1.1. Existence physique

Le point χ est une longueur d'onde pour laquelle la valeur de l'émissivité n'est pas unitaire, mais ne varie pas avec la température. Le modèle de Drude, prédisant la valeur de la fonction diélectrique, peut expliquer l'existence d'un tel point :

$$\varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\gamma)} + \varepsilon_{inter}(\omega) \quad (2)$$

Si la dépendance en température de la fonction diélectrique est principalement induite par une évolution de l'amortissement γ du terme lié au plasmon et en l'absence d'évolution significative de la fréquence plasma ω_p , on observe un point χ .

3.1.2. Valeurs de points χ pour des métaux purs

Le tableau 2 présente quelques valeurs de points χ pour plusieurs métaux purs [11].

	λ_χ μm	ε_χ	T_{oxy} $^{\circ}\text{C}$
Mo	1.10	0,31	600
Ta	0.84	0,33	150
Nb	0.85	0,30	200
Zr	1.20	0,37	1200
Rh	1.45	0,21	-
V	1.43	0,31	-
Re	1.10	0,37	-
W	1.30	0,36	600
Pt	2.50	0,15	1000

Tableau 1 : Valeurs de points χ pour plusieurs métaux purs

Les valeurs d'émissivité à la longueur d'onde χ sont faibles, comme pour tout métal non oxydé.

3.1.3. Choix du matériau métallique

La gamme thermique (et donc spectrale) recherchée est la même que précédemment. Ici, le critère prépondérant est la tenue en température, car, ne disposant pas d'un système sous vide, le matériau doit posséder une bonne inertie chimique, sans quoi la surface se comportera comme un oxyde, et le point χ disparaîtra. Selon ce dernier critère, nous choisissons le Platine.

3.2. Développement de la thermographie au point χ pour le Platine

3.2.1. Echantillon

L'échantillon choisi est un disque plan de Platine pur de 0,5mm d'épaisseur et de 2,5cm de diamètre (voir figure 1, b)). Il est chauffé de la même manière que précédemment et la température de référence sera mesurée par pyrorélectométrie [12].

3.2.2. Mesure de la valeur du point χ de l'échantillon

Au préalable, nous souhaitons identifier la valeur du point χ . Cette mesure se fait au spectromètre équipé cette fois d'un barreau chauffant présentant 4 secteurs. Sur l'un deux est disposée une peinture noire de référence, et sur un des autres est placé notre échantillon. La mesure est faite directement, en divisant le flux émis par l'échantillon par celui émis par la peinture à la même température. Le spectre obtenu est présenté figure 4 :

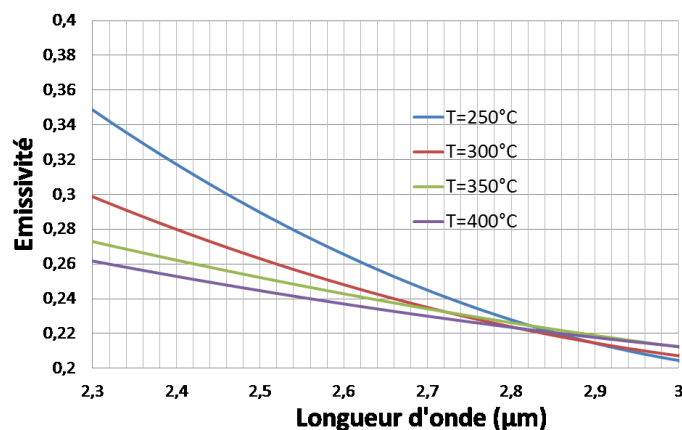


Figure 4 : Spectre du Platine pour différentes températures

Il existe des différences entre les spectres mesurés lors de cette étude et les valeurs reportées dans la littérature. Tout d'abord, le point se révèle être plutôt à 2,8 μm qu'à 2,5 μm . Ensuite la valeur de l'émissivité est de 0,22, ce qui est supérieur au 0,15 attendu. Le niveau d'émissivité plus élevé peut s'expliquer par la rugosité de la surface de l'échantillon de platine utilisé (voir figure 1,b)). La valeur reportée dans la littérature correspond à un état de surface poli.

3.2.3. Mise en oeuvre de l'expérimentation

Nous utiliserons une caméra FLIR SC7000 de gamme spectrale [2,5-5.5] μm , équipée d'un capteur de taille 320*256 pixels et un pitch de 25 μm , et un filtre centré autour de 2,4 μm avec une largeur spectrale de 300nm. Avec ces caractéristiques, le système n'est pas ajusté

précisément sur le point χ et l'émissivité à cette longueur d'onde est d'environ 0,4. De plus, il est possible que l'émissivité montre une variation résiduelle avec la température.

3.3. Mesure de température

3.3.1. Etalonnage

Le résultat de l'étalonnage est fourni figure 5 :

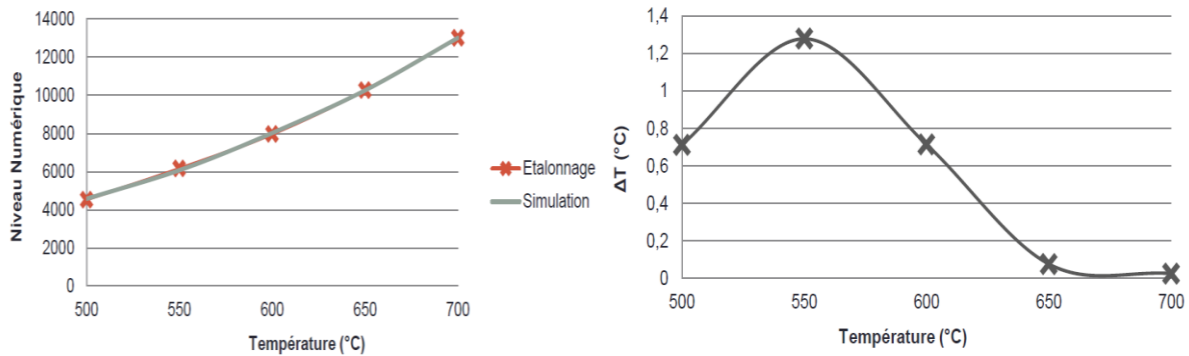


Figure 5 : Courbe d'étalonnage du système au point χ et erreur de température résiduelle

Le modèle choisi est un modèle de type $Id=A/(\exp(B/T)-C)$. Le modèle est bien adapté, l'erreur résiduelle en température est inférieure à 1,5°C.

3.3.2. Mesure de température

L'échantillon est placé sur la galette chauffante à 850°C. Le pyroréfectomètre mesure une température de surface de $T_s=807^\circ\text{C}$, cette perte est principalement due à la résistance thermique de contact entre la galette et le disque de Pt. La thermographie χ enregistre une température de surface de 873°C , largement surestimée. L'émissivité assurant une égalité des températures par les deux méthodes doit être de 0,55, ce qui sous-entend que l'émissivité a été mal estimée. Les résultats pour la thermographie χ sont donc mitigés et plusieurs pistes d'amélioration sont investiguées : 1) Validation de la mesure au spectromètre (calibration de la peinture noire) ; 2) Utilisation d'un filtre plus étroit et recentré sur le point χ réel ; 3) Vérification qu'aucune oxydation n'apparaît à 700°C.

4. Conclusion

L'intérêt d'une émissivité invariante avec la température pour une mesure dynamique de la température a été démontré dans cet article. Pour les matériaux diélectriques, le point de Christiansen facilite la mesure de température car l'émissivité tend vers 1. Pour les métaux, le point χ est non unitaire mais également invariant en température.

Dans un premier temps, le choix du matériau diélectrique s'est porté sur la Zircone Yttrée, qui est beaucoup utilisée pour les barrières thermique et qui possède un point de Christiansen à 12,8 μm . Le prototype, constitué d'une caméra bolométrique opérant dans la bande 3 et d'un filtre centré autour de 12,9 μm , a été étalonné sur un corps noir puis évalué sur une barrière thermique avec une épaisseur de céramique de 1,64 mm. L'étalonnage montre une réponse de la caméra avec une faible dynamique et peu de sensibilité, la caméra n'opérant pas dans sa gamme thermique optimale. Néanmoins, les résultats de thermographie Christiansen semblent prometteurs, par comparaison avec une température de surface calculée

à partir des propriétés thermiques de la barrière. Pour valider rigoureusement la méthode, il serait nécessaire d'avoir à disposition une mesure de température de surface de référence.

En ce qui concerne le matériau métallique, le Platine s'est révélé être le meilleur candidat. Il montre un point χ à $2,8\mu\text{m}$ avec une émissivité de 0,25. Le prototype, à partir d'une caméra opérant dans la bande 2 (FLIR SC7000) et d'un filtre centré autour de $2,4\mu\text{m}$, est étalonné sur un corps noir. Cette fois-ci, l'étalonnage est très efficace, avec une erreur résiduelle inférieure à 2°C . Cependant, le point χ expérimental s'est révélé assez éloigné de sa valeur théorique ($2,8\mu\text{m}$ au lieu de $2,5\mu\text{m}$), et le matériel utilisé peu adapté. Les résultats s'en ressentent et requièreraient un filtre plus fin spectralement et bien "calé" sur le point χ . De plus, l'impact de la direction d'observation doit être investigué.

Globalement, ces techniques sont prometteuses pour les applications où le matériau est unique, mais dont l'émissivité varie fortement avec la température. Un prototype abouti nécessiterait une caractérisation fine de ces longueurs d'onde, une étude de sensibilité à la largeur spectrale et la longueur d'onde centrale du filtre utilisé.

Références

- [1] M. Siroux, H. Kasem, J. Thevenet & all, Local temperatures evaluation on the pindisc interface using infrared metrology, *Int. J. Thermal sciences*, 50-4 (2011), 486-492.
- [2] C. Rodiet, B. Rémy, A. Degiovanni & all, Optimisation of wavelengths selection used for the multi-spectral temperature measurement by ordinary least squares method of surfaces exhibiting non-uniform emissivity, *QIRT Journal*, 10-2 (2013), 222-236.
- [3] R. Gilblas, T. Sentenac, D. Hernandez & all, Quantitative temperature field measurement on a non-gray multi-material scene by thermoreflectometry, *Infrared Physics & Technology*, 66-0 (2014), 70-77.
- [4] S. Amiel, T. Loarer, C. Pocheau & all, 2D surface temperature measurement of plasma facing components with modulated active pyrometry, *Review of Scientific Instruments*, 85-10 (2014).
- [5] B. Rousseau, J.F. Brun, D. De Sousa Meneses & all, Temperature measurement : Christiansen wavelength and blackbody reference, *Int. J. Of Thermophysics*, 26-4 (2005), 1277-1286.
- [6] L. Del Campo, D. De Sousa Meneses, A. Blin & all, High-temperature radiative properties of an Yttria-Stabilized Hafnia Ceramic, *J. Of the American Ceramic Society*, 94-6 (2011), 1859-1864.
- [7] E. Copin, T. Sentenac, Y. Le Maoult & all, Feasibility of luminescent multilayer sol-gel thermal barrier coating manufacturing for future applications in through-thickness temperature gradient sensing, *Surface and Coatings Technology*, 260 (2014), 90-96.
- [8] M.A. Prevost, Etude de nouvelles céramiques pour barrière thermique, PhD Univ. Pierre et Marie Curie, Paris VII, (2007).
- [9] C. H. Liebert, Emittance and absorptance of the NASA ceramic thermal barrier coatings, *Thin Solid Films*, 53-2 (1978), 235-240.
- [10] C.P. Kothandarama, Heat and mass transfert databook, 2nd Edition (1978).
- [11] G. Teodorescu, Radiative emissivity of metals and oxidized metals at high temperature, PhD Alabama University (2007).
- [12] D. Hernandez, J.-L. Sans, A. Netchaieff & all, *Measurement*, 42-6 (2009), 836-843.

Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à Charlotte PESSEREAU et Alice GOMBAULT, respectivement stagiaires sur le point de Christiansen et χ .