

# Développement d'un dispositif expérimental pour la mesure de l'émissivité spectrale normale d'une céramique de CeO<sub>2</sub> à haute température

## Experimental setup development for CeO<sub>2</sub> normal spectral emissivity measurement at high temperature

Léo GAILLARD<sup>1,2\*</sup>, Abderezak AOUALI<sup>1</sup>, Julien AUBRIL<sup>1</sup>, Gwenaël BIOTTEAU<sup>1</sup>, Pierre-Marie GEFFROY<sup>2</sup>, Benoit ROUSSEAU<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Laboratoire de Thermique et Energie de Nantes, Nantes Université, CNRS UMR 6607, La Chantrerie, rue Christian Pauc, CS 50609 - 44306 Nantes CEDEX 3

<sup>2</sup>CNRS, Institut de Recherche sur les CERamiques, Université de Limoges  
12 Rue Atlantis - 87068 Limoges

\*(auteur correspondant : leo.gaillard@univ-nantes.fr)

**Résumé** - La connaissance de l'émissivité de CeO<sub>2</sub> en fonction de la température est primordiale dans le cadre de la production du carburant solaire. En effet, elle joue un rôle crucial dans l'optimisation de l'architecture de la céramique dans le but d'augmenter son rendement. Un dispositif expérimental basé sur des mesures radiométriques permettant de mesurer l'émissivité spectrale normale de 400 à 7500 cm<sup>-1</sup> (1,33 à 20 μm) et de 400 à 2000 °C est présenté dans ce travail. Il a été validé sur du SiC, dont le comportement est connu, et a ensuite été utilisé pour la caractérisation de la céramique de CeO<sub>2</sub>.

**Abstract** - CeO<sub>2</sub> emissivity knowledge with its temperature is primordial for solar fuel production workframe. Indeed, it plays a crucial role in the ceramic architecture optimisation in order to increase its efficiency. An experimental setup using radiometric method has been developed to allow normal spectral emissivity measurement from 400 to 7500 cm<sup>-1</sup> (i.e. from 1,33 to 20 μm) and from 400 to 2000 °C is presented in this work. It has been validated with SiC, from which the radiative behaviour is well known, and then has been used for CeO<sub>2</sub> ceramic characterization.

### Nomenclature

$E_a$	énergie d'activation, J mol <sup>-1</sup>	$\sigma_e$	conductivité électronique, S m <sup>-1</sup>
$C_p$	capacité thermique, J mol <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>	$\sigma_e^\circ$	facteur pré-exponentiel, S m <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>
$L$	Luminance spectrale, W m <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>	$\Phi$	flux radiatif, W m <sup>-2</sup>
$pO_2$	pression partielle en oxygène, atm	$\omega$	nombre d'onde, m <sup>-1</sup>
$R$	constante des gaz parfaits, J mol <sup>-1</sup> K <sup>-1</sup>	<i>Indices et exposants</i>	
$T$	température, K	<i>amb</i>	ambient
<i>Symboles grecs</i>		<i>CN</i>	corps noir
$\alpha$	absorptivité	<i>ech</i>	échantillon
$\varepsilon$	émissivité spectrale normale	<i>tr</i>	transport
$\lambda$	longueur d'onde, m	0	normal
$\rho$	réflectivité spectrale		

## 1. Introduction

L'émissivité spectrale normale  $\varepsilon(\omega, T)$  est une grandeur physique cruciale en transfert thermique par rayonnement. Elle résulte du rapport de la luminance spectrale du matériau  $L_{ech}^0(\omega, T)$  par celle d'un corps noir porté à la même température  $L_{CN}(\omega, T)$  et est donc comprise entre 0 et 1. Pour un échantillon optiquement épais, elle est liée à l'absorptivité et la réflectivité spectrale normale hémisphérique du matériau  $\alpha(\omega, T)$  et  $\widehat{\rho}(\omega, T)$  par la loi de Kirchhoff [1], ce qui décrit la manière dont il va recevoir un rayonnement incident à l'équilibre thermique [2].

$$\varepsilon(\omega, T) = \frac{L_{ech}^0(\omega, T)}{L_{CN}(\omega, T)} = \alpha(\omega, T) = 1 - \widehat{\rho}(\omega, T). \quad (1)$$

Cette étude s'inscrit dans le domaine de la production de carburant solaire par thermochimie. Le matériau d'intérêt,  $\text{CeO}_2$ , est un conducteur mixte majoritairement électronique à haute température [3]. La température et l'atmosphère influent grandement sur sa conductivité électronique et par conséquent sur son absorptivité  $\alpha(\omega, T)$ . Dans un réacteur pour la production de carburant solaire,  $\text{CeO}_2$  est sous forme de structure poreuse chauffée par rayonnement solaire concentré [4]. Or, le rendement du processus dépend de l'homogénéité de la température du matériau dans le réacteur, et donc de sa capacité à absorber le rayonnement solaire uniformément dans le volume. Dans une optique d'optimisation topologique de cette structure poreuse, la connaissance de son émissivité aux conditions de fonctionnement (de 900 à 1500 °C,  $p\text{O}_2 = 10^{-5}$  atm) est donc primordiale. Pour autant, à la connaissance des auteurs, son émissivité n'a jamais été mesurée, ces conditions étant non triviales. Ackermann et Steinfeld [5] ont réalisé une étude de la réflectivité spectrale hémisphérique de céramique de  $\text{CeO}_2$  à température ambiante en fonction de son écart à la stœchiométrie, en analyse post-mortem. Cet écart à la stœchiométrie est la résultante des conditions de température et d'atmosphère sur le matériau. Ils observent une diminution importante de la réflectivité à mesure que le matériau s'en éloigne, suggérant une émissivité importante dans les conditions de production de carburant solaire. Pour autant, une approche comme celle-ci néglige les phénomènes de conduction électronique permis par les hautes températures, absorbants dans l'infrarouge (IR) moyen. C'est dans ce contexte qu'un premier travail de modélisation mettant en évidence l'impact de la température et de la  $p\text{O}_2$  mentionné plus haut a été présenté précédemment [6], et que la prochaine étape, naturellement, est d'accéder à des mesures expérimentales de l'émissivité spectrale normale de  $\text{CeO}_2$ .

Dans cet article, un banc de mesure d'émissivité spectrale normale aux hautes températures a été conçu. Il repose sur le rapport de deux mesures radiométriques quasi-simultanées et dans les mêmes conditions optiques et de température, à savoir respectivement, la luminance spectral normale de l'échantillon et celle du corps noir. Ce banc a été validé dans un premier temps sur un matériau étalon (carbure de silicium,  $\text{SiC}$ ) dont les tendances des spectres d'émissivité en fonction de la température sont assez connues et documentées [7]. Dans un second temps, le montage sera adapté aux matériaux de la thermochimie solaire, et plus spécifiquement  $\text{CeO}_2$ , qui est réputé pour être absorbant dans le proche infrarouge. L'étude présentée ici se concentre uniquement sur des mesures sous air. Une cellule permettant de contrôler l'atmosphère a été conçue et adaptée; elle sera implémentée au montage après sa validation. Un lien avec des mesures de conductivité électronique et la modélisation multi-échelles d'émissivité en atmosphère pauvre en oxygène ( $p\text{O}_2 = 10^{-5}$  atm) permet de dégager des tendances en ce qui concerne l'émissivité spectrale normale de  $\text{CeO}_2$ , notamment une opacification due à la conductivité électronique thermoactivée.

## 2. Description du banc de mesure d'émissivité

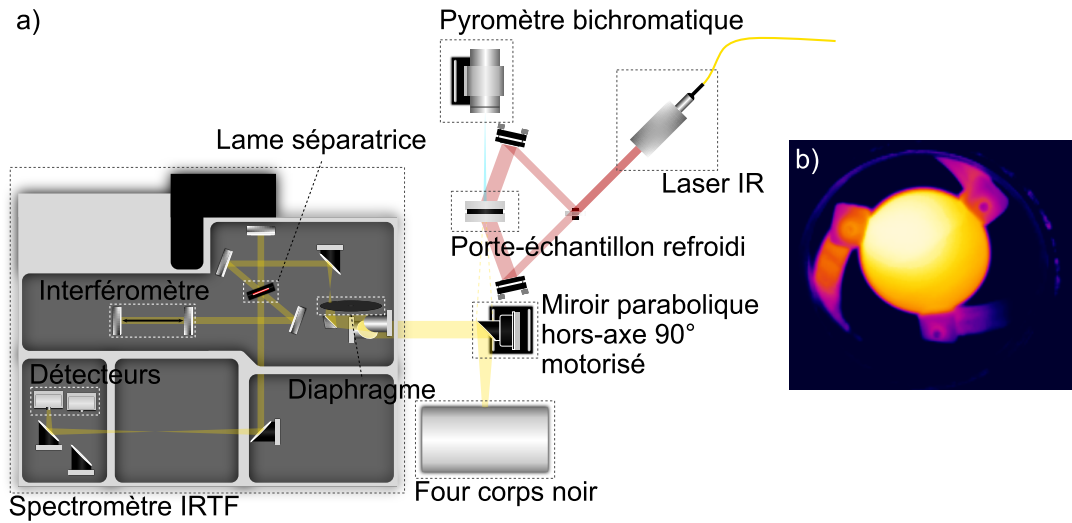


Figure 1 : (a) Schéma du montage expérimental de mesure de l'émissivité spectrale normale à haute température sous air. (b) Image infrarouge d'une pastille de  $\text{CeO}_2$  chauffée à 872 °C.

La figure 1.a décrit le schéma du montage expérimental pour la mesure de l'émissivité spectrale normale à haute température sous air mis en œuvre. Il est composé d'une source de chauffage basée sur un Laser IR LDM Laserline 2000-60 de 2 kW permettant de délivrer un faisceau gaussien tronqué intense de 20 mm de diamètre à  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ . Le faisceau est ensuite séparé en deux par une lame séparatrice, un jeu de miroirs plans permet de rediriger les deux faisceaux résultants sur l'échantillon dans le but de réaliser un chauffage volumique rapide et uniforme de ce dernier en apportant la même densité de puissance sur ses deux faces. La figure 1.b montre le champ de température à la surface de l'échantillon. Un léger gradient spatial de température (100 °C) est imputable à l'inclinaison de la caméra infrarouge. L'échantillon est maintenu entre 3 plots en fibre céramique reliés par des tiges en acier à une bague refroidie à l'eau. Cela permet la mesure à haute température, les plots pouvant supporter jusqu'à 1800 °C. La température de l'échantillon est régulée à l'aide d'un pyromètre bichromatique Impac IGAR 6 Smart fonctionnant de 100 à 2550 °C, à 1,5 et 2  $\mu\text{m}$ . Enfin, un miroir parabolique hors-axe motorisé permet de récolter les flux émis par l'échantillon  $\Phi_{ech, T_{ech}}(\omega)$  et par un four corps noir Pyrox PY15  $\Phi_{CN, T_{ech}}(\omega)$  (ajustable dans la plage de température 400-1000 °C) portés à la même température et de les renvoyer à la partie détection, un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (IRTF) Bruker 80v, mesurant la répartition spectrale des flux de 100 à 9000  $\text{cm}^{-1}$ . Il est à noter que les flux émis par l'échantillon et le corps noir parcourent un chemin optique identique jusqu'à atteindre le détecteur.

La mesure se fait en trois étapes. Une première étape de chauffe avec régulation par le pyromètre permet des montées en température précises, sous réserve de connaître l'émissivité de l'échantillon à température ambiante au préalable. Cela permet la mesure sur des matériaux sensibles aux chocs thermiques. Une fois la température de consigne atteinte, la deuxième étape consiste en l'acquisition de 3 spectres d'émission : l'échantillon  $\Phi_{ech}$ , l'ambient  $\Phi_{amb}$  et la référence corps noir  $\Phi_{CN}$ . Cela est permis par la rotation pilotée du miroir parabolique hors axe en entrée du spectromètre, permettant la sélection de la source. L'émission ambiante est obtenue

en orientant le miroir vers le plafond du coffrage du banc. Une fois les 3 spectres acquis, le calcul appliqué pour l'obtention du spectre d'émissivité, tiré de l'équation 1, est le suivant :

$$\varepsilon(\omega, T) = \frac{\Phi_{ech, T_{ech}}(\omega) - \Phi_{amb, T_{amb}}(\omega)}{\Phi_{CN, T_{ech}}(\omega) - \Phi_{amb, T_{amb}}(\omega)}, \quad (2)$$

avec  $T_{ech}$  et  $T_{amb}$  étant respectivement la température de surface de l'échantillon et la température ambiante.

La température des échantillons pouvant dépasser 1000 °C, limite haute du four corps noir, il est possible d'extrapoler son spectre d'émission à l'aide de la loi de Planck.

Les spectres obtenus vont de 400 à 7500  $\text{cm}^{-1}$  (i.e. de 1,33 à 25  $\mu\text{m}$ ). En dessous de 400  $\text{cm}^{-1}$ , la fréquence de coupure de lame séparatrice en KBr du spectromètre est atteinte. Au-dessus de 7500  $\text{cm}^{-1}$ , le rapport signal sur bruit n'est plus suffisant : les spectres d'émissivité sont trop bruités.

### 3. Validation du montage expérimental sur du SiC polycristallin

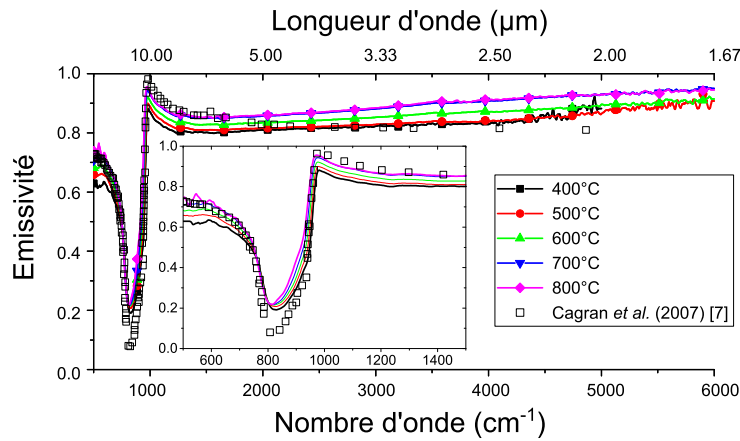


Figure 2 : Emissivité spectrale normale de la céramique de SiC de 500 à 6000  $\text{cm}^{-1}$ , de 400 à 800 °C, comparée aux mesures de Cagran *et al.* à 595 °C [7].

La figure 2 présente 5 spectres d'émissivité normale d'une céramique dense (98 %) d' $\alpha$ -SiC industriel Mersen Boostec (24 mm de diamètre et 2 mm d'épaisseur, de 400 à 800 °C. Ils sont comparés à des mesures effectuées par Cagran *et al.* [7] sur du  $\beta$ -SiC polycristallin à 595 °C. Les spectres se décomposent en deux parties. La première partie (400 à 1500  $\text{cm}^{-1}$ ) met en avant l'évolution du mode phonon avec la température. La comparaison avec les données de Cagran *et al.* montre que le mode phonon du SiC est bien retrouvé, les différences entre l' $\alpha$ -SiC et le  $\beta$ -SiC étant minimales [8]. La seconde partie (1500 à 6000  $\text{cm}^{-1}$ ) démontre un haut pouvoir émissif qui s'accroît avec  $\omega$ . Ce n'est pas le cas pour les mesures de Cagran *et al.*. Cela peut être dû à un flux parasite issu du porte-échantillon, qui sera d'avantage développé dans la partie suivante.

## 4. Résultats obtenus sur la céramique de $\text{CeO}_2$ de 500 à 1244 °C sous air

### 4.1. Synthèse et caractérisation de l'échantillon de $\text{CeO}_2$

L'échantillon de céramique de  $\text{CeO}_2$  étudié ici est une pastille de 24,5 mm de diamètre par 1,92 mm d'épaisseur. Elle est synthétisée à partir de poudre de  $\text{CeO}_2$  pure ( $\geq 99,9$  %) fournie

par Solvay. La poudre est pressée avec une presse isostatique à froid à 1700 bar pour garantir une bonne densité, puis frittée à 1650 °C pendant 2 heures. Des mesures montrent une densité relative supérieure à 98 %.

#### 4.2. Spectres d'émissivité spectrale normale obtenues de 500 à 1244 °C sous air

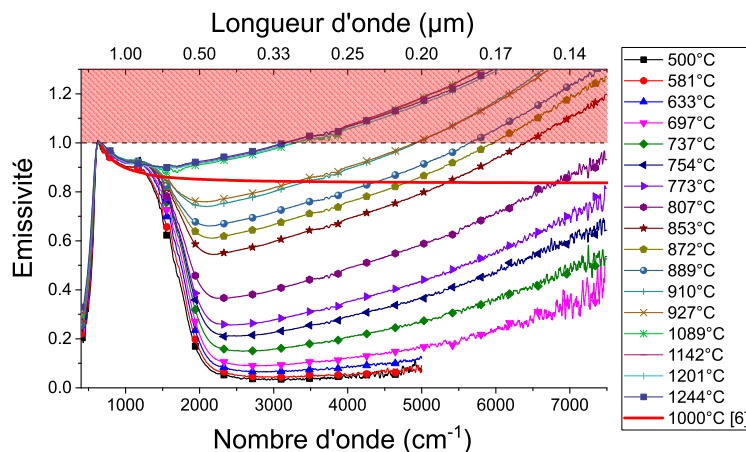


Figure 3 : Emissivité de la céramique de CeO<sub>2</sub> de 400 cm<sup>-1</sup> à 7500 cm<sup>-1</sup> 500 à 1244 °C comparée à une modélisation à 1000 °C [6].

La figure 3 montre 17 spectres d'émissivité normale obtenus sur l'échantillon du CeO<sub>2</sub> dans la gamme de température allant de 500 à 1244 °C, ainsi qu'un spectre modélisé à 1000 °C [6]. Comme le laisse penser le travail de modélisation, CeO<sub>2</sub> est une céramique semi-transparente dans l'IR à température ambiante qui s'opacifie avec la température. Sa faible émission de départ rend impossible la régulation précise de la température par le pyromètre bichromatique en dessous de 930 °C. Néanmoins, ce dernier garantit tout de même l'équilibre thermique de la céramique. Sa vraie température de surface peut être aisément retrouvée a posteriori. En effet, CeO<sub>2</sub> possède un point de Christiansen dans son spectre infrarouge, pour lequel il se comporte comme un corps noir [9]. Il devient donc possible de calculer sa température de surface grâce à la loi de Planck. Ce point de Christiansen est déterminé à température ambiante *via* des mesures de réflectivité et transmittivité normales hémisphériques [6] et se situe à 638 cm<sup>-1</sup>. Les températures réelles vont de 500 à 1244 °C. Cette température maximale atteinte correspond à la puissance maximale du laser (2 kW). Il faut un laser plus puissant pour atteindre les 1500 °C visés initialement. Une fois les températures de surface réelles déterminées, les spectres d'émissivité peuvent être calculés en utilisant l'équation 2. En ce qui concerne la zone phonon (400 à 2500 cm<sup>-1</sup>), le point de Christiansen est bien retrouvé, ainsi qu'une évolution similaire de l'amplitude pour toutes les températures, correspondant aux spectres modélisés. Pour la zone d'opacification ( $\geq 2500$  cm<sup>-1</sup>), premièrement mise en évidence par la modélisation, cette dernière est confirmée : une augmentation importante de l'émissivité spectrale de CeO<sub>2</sub> est observée avec la température, passant de 0,05 à 0,95 à 2500 cm<sup>-1</sup> entre 500 et 1244 °C. Cependant, en considérant d'autres spectres d'émissivité de matériaux également conducteurs majoritairement électronique [10, 11], il est commun d'avoir un niveau d'émissivité plat dû à l'absorption des polarons mobiles. C'est d'ailleurs ce que prévoient les modélisations. Or, ce n'est pas le cas ici, l'émissivité augmente continuellement jusqu'à dépasser 1, ce qui est impossible physiquement. Une contribution externe à l'échantillon, suggérée dans la partie 3, semble être l'hypothèse la plus probable puisque ce niveau plat se retrouve bien à 500 °C. En effet, la mesure est perturbée par une contribution externe issue du porte-échantillon refroidi à l'eau puisque ce dernier

atteint une température de 550 °C quand la céramique est à 872 °C (figure 1.b). Cette contribution est plus flagrante dans le cas de  $\text{CeO}_2$  par rapport à  $\text{SiC}$ . Cela s'explique par la différence de puissance délivrée par le laser pour atteindre une même température, qui est beaucoup plus importante pour  $\text{CeO}_2$ , ce qui fait d'autant plus chauffer le porte-échantillon. C'est pour ces raisons que pour la suite de cette étude, l'émissivité d'intérêt exploitée sera celle à  $2500\text{ cm}^{-1}$ , nombre d'onde limite de la zone phonon et pour lequel l'émissivité varie le plus avec la température. Les valeurs correspondantes sont tracées en fonction de la température sur la figure 4, avec la température de transition et les valeurs d'émissivité modélisées, qui sont développées dans les parties suivantes. Cette représentation met bien en avant la montée d'émissivité mentionnée précédemment.

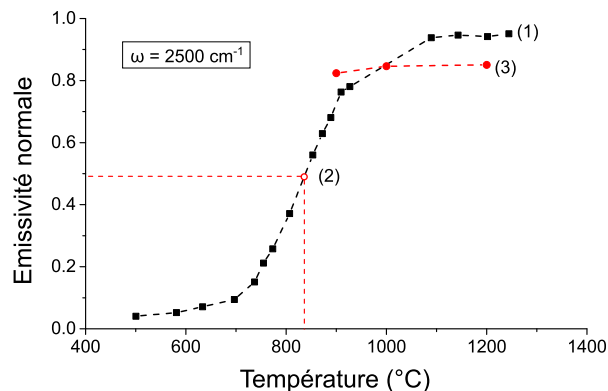


Figure 4 : (1) Emissivité de la céramique de  $\text{CeO}_2$  à  $2500\text{ cm}^{-1}$  en fonction de la température, mesurée de 500 à 1244 °C. (2) Température correspondant à la transition entre émissivité faible et forte. (3) Emissivité de la céramique de  $\text{CeO}_2$  à  $2500\text{ cm}^{-1}$  en fonction de la température, modélisée de 900 à 1200 °C à  $p\text{O}_2 = 10^{-5}\text{ atm}$ .

#### 4.3. Détermination de l'énergie d'activation des électrons dans $\text{CeO}_2$

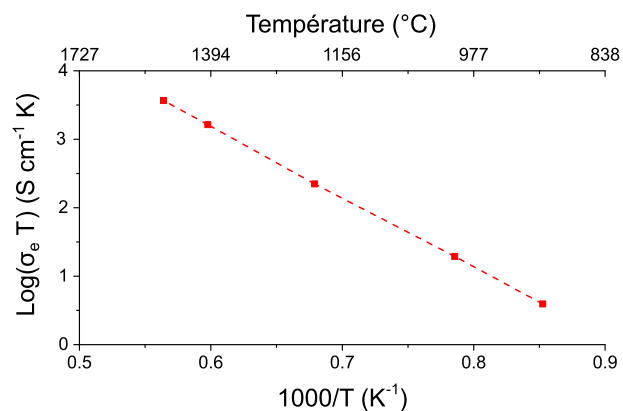


Figure 5 : Diagramme d'Arrhénius de la conductivité électronique de la céramique de  $\text{CeO}_2$  de 900 à 1500 °C sous air.

La forme de la courbe présentée à la figure 4 suggère une température au-dessus de laquelle les électrons sont mobiles. Par ajustement de courbe de sa dérivée, en la considérant gaussienne, son maximum est atteint à 837 °C. En utilisant la capacité thermique  $C_p$  de  $\text{CeO}_2$  à cette température de transition, on peut déduire une valeur d'énergie-seuil entre émissivité faible et forte.

D'après la littérature, le  $C_p$  de  $\text{CeO}_2$  vaut  $77 \text{ J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}$  à  $837^\circ\text{C}$  [12]. Cela correspond à une énergie-seuil de  $85 \text{ kJ mol}^{-1}$ , soit  $0,89 \text{ eV}$ .

Le déplacement des électrons dans ces matériaux se faisant par sauts, leur conductivité suit une loi d'Arrhénius de la forme :

$$\sigma_e(pO_2, T) \times T = \sigma_e^\circ(pO_2) \times \exp\left(\frac{-E_a}{RT}\right), \quad (3)$$

avec  $\sigma_e$  la conductivité électronique,  $\sigma_e^\circ$  le facteur pré-exponentiel,  $E_a$  l'énergie d'activation correspondant à un saut et  $R$  la constante des gaz parfaits. Il est donc possible de déterminer la valeur d'énergie d'activation en traçant le logarithme du produit de  $\sigma_e(pO_2, T)$  et de  $T$  en fonction de l'inverse de la température, puisqu'alors la valeur de la pente est égale à  $\frac{-E_a}{R}$ . Cette représentation, appelée diagramme d'Arrhénius, est employée à la figure 5 pour présenter des mesures de conductivité électronique introduite lors d'une précédente étude [6]. Une droite décroissante est bien obtenue permettant de remonter à une valeur d'énergie d'activation de  $81 \text{ kJ mol}^{-1}$ , soit  $0,84 \text{ eV}$ . Cette valeur est proche de l'énergie de seuil trouvée précédemment. Le faible écart qui subsiste peut possiblement venir des problèmes de mesure évoqués dans la sous-partie précédente qui entraînent une surestimation de cette température de transition. La montée d'émissivité provient bien de la mobilité thermoactivée des électrons dans la céramique.

#### 4.4. Comparaison avec les spectres d'émissivité normale modélisés

Les travaux de modélisation multi-échelle de l'émissivité spectrale normale de  $\text{CeO}_2$  évoqués précédemment prévoient également une augmentation de l'émissivité due à une opacification entraînée par l'augmentation de la mobilité électronique [6]. Ces spectres ont cependant été modélisés pour une atmosphère plus pauvre en oxygène, correspondant aux conditions de production de carburant solaire :  $pO_2 = 10^{-5} \text{ atm}$ . Pour autant, la différence majeure qu'apporte cet environnement est la quantité d'électrons dans le matériau, dont la présence est favorisée par une  $pO_2$  faible. Cela augmente la mobilité des électrons par rapport aux mesures sous air. Il est donc attendu que l'émissivité en atmosphère pauvre en oxygène soit égale ou supérieure à celle sous air. L'émissivité maximale devrait être atteinte à une température plus basse, avec cependant une température de transition identique, puisque l'énergie d'activation des électrons ne dépend pas de la  $pO_2$ . L'émissivité normale à  $2500 \text{ cm}^{-1}$  mesurée sous air et modélisée à  $pO_2 = 10^{-5} \text{ atm}$  de  $900$  à  $1200^\circ\text{C}$  est représentée en fonction de la température dans la figure 4. Les mesures diffèrent légèrement du modèle puisque l'émissivité maximale à  $pO_2 = 10^{-5} \text{ atm}$  est inférieure à celle sous air. Cela est sûrement dû au signal parasite contribuant aussi à  $2500 \text{ cm}^{-1}$ . Pour autant, l'émissivité maximale est effectivement atteinte à plus basse température pour la modélisation, puisqu'elle est quasiment atteinte à  $900^\circ\text{C}$ , là où elle n'est atteinte qu'entre  $927$  et  $1089^\circ\text{C}$  pour les mesures.

## 5. Conclusion

Cette étude présente un banc radiométrique de mesure de l'émissivité spectrale normale à haute température. Il permet la mesure de l'émissivité spectrale normale d'une céramique de  $\text{CeO}_2$  sous air de  $500$  à  $1244^\circ\text{C}$ . Une forte augmentation de l'émissivité avec la température est observée, passant de  $0,05$  à  $0,94$  à  $2500 \text{ cm}^{-1}$ . Cette augmentation est imputée à la croissance de la mobilité des électrons dans la céramique, phénomène thermoactivé absorbant dans l'infrarouge moyen. Une température de transition entre comportement peu émissif et très émissif est déduite :  $837^\circ\text{C}$ . Une énergie-seuil correspondante à cette température est obtenue :  $0,89 \text{ eV}$ . Cette valeur est proche de l'énergie d'activation des électrons obtenue par

des mesures de conductivité électrique sous air et en température ( $E_a = 0,85$  eV), appuyant les raisons de cette levée d'émissivité. La valeur maximale d'émissivité est légèrement surestimée puisque les spectres obtenus sont biaisés par une contribution extérieure provenant du porte-échantillon. Cette dernière limite aujourd'hui une comparaison plus poussée avec les modélisations de spectres d'émissivité de la céramique de  $\text{CeO}_2$  de 900 à 1200 °C. Pour autant, on observe des comportements similaires en ce qui concerne la levée d'émissivité jusqu'à une valeur maximale atteinte après 1000 °C pour les mesures, et 900 °C pour le modèle. La suite des ces travaux devront consister à la maîtrise des flux radiatifs récoltés par le spectromètre IRTF, ainsi que l'installation d'une chambre hermétique permettant de contrôler la  $p\text{O}_2$  environnant l'échantillon de  $\text{CeO}_2$ , afin de correspondre pleinement aux conditions d'atmosphère de la production de carburant solaire.

## Références

- [1] J. R. Howell, M. P. Mengüç, K. Daun, R. Siegel, Thermal Radiation Heat Transfer, CRC Press, 2020.
- [2] L. A. Dombrovsky, B. Rousseau, P. Echegut, J. H. Randrianalisoa, D. Baillis, High Temperature Infrared Properties of YSZ Electrolyte Ceramics for SOFCs : Experimental Determination and Theoretical Modeling, Journal of the American Ceramic Society 94 (12) (2011) 4310–4316. doi :10.1111/j.1551-2916.2011.04655.x.
- [3] R. N. Blumenthal, P. W. Lee, R. J. Panlener, Studies of the Defect Structure of Nonstoichiometric Cerium Dioxide, Journal of The Electrochemical Society 118 (1) (1971) 123. doi :10.1149/1.2407923.
- [4] S. Zoller, E. Koepf, D. Nizamian, M. Stephan, A. Patané, P. Haueter, M. Romero, J. González-Aguilar, D. Lieftink, E. De Wit, S. Brendelberger, A. Sizmann, A. Steinfeld, A solar tower fuel plant for the thermochemical production of kerosene from  $\text{H}_2\text{O}$  and  $\text{CO}_2$ , Joule 6 (7) (2022) 1606–1616. doi :10.1016/j.joule.2022.06.012.
- [5] S. Ackermann, A. Steinfeld, Spectral hemispherical reflectivity of nonstoichiometric cerium dioxide, Solar Energy Materials and Solar Cells 159 (18) (2017) 167–171. doi :10.1016/j.solmat.2016.08.036.
- [6] L. Gaillard, P.-M. Geffroy, A. Aouali, B. Rousseau, Multiscale modeling of high temperature thermal radiative properties of a  $\text{CeO}_2$  ceramic under low  $p\text{O}_2$  atmosphere, Journal of the European Ceramic Society (2024) (Under reviewing).
- [7] C. P. Cagran, L. M. Hanssen, M. Noorma, A. V. Gura, S. N. Mekhontsev, Temperature-Resolved Infrared Spectral Emissivity of SiC and Pt–10Rh for Temperatures up to 900°C, International Journal of Thermophysics 28 (2) (2007) 581–597. doi :10.1007/s10765-007-0183-1.
- [8] G. Domingues, A. M. Monthe, S. Guévelou, B. Rousseau, Study by molecular dynamics of the influence of temperature and pressure on the optical properties of undoped 3C-SiC structures, Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer 205 (2018) 220–229. doi :10.1016/j.jqsrt.2017.10.018.
- [9] O. Rozenbaum, D. De Sousa Meneses, P. Echegut, Texture and Porosity Effects on the Thermal Radiative Behavior of Alumina Ceramics, International Journal of Thermophysics 30 (2) (2009) 580–590. doi :10.1007/s10765-008-0510-1.
- [10] B. Rousseau, S. Guevelou, A. Mekeze-Monthe, J. Vicente, L. Del Campo, D. De Sousa Meneses, P. Echegut, C. Caliot, G. Flamant, Tuning the spectral emittance of  $\alpha$ -SiC open-cell foams up to 1300 K with their macro porosity, AIP Advances 6 (6) (2016) 065226. doi :10.1063/1.4955142.
- [11] L. del Campo, D. De Sousa Meneses, A. Blin, B. Rousseau, E. Véron, M. Balat-Pichelin, P. Echegut, High-Temperature Radiative Properties of an Yttria-Stabilized Hafnia Ceramic, Journal of the American Ceramic Society 94 (6) (2011) 1859–1864. doi :10.1111/j.1551-2916.2010.04336.x.
- [12] A. T. Nelson, D. R. Rittman, J. T. White, J. T. Dunwoody, M. Kato, K. J. McClellan, An Evaluation of the Thermophysical Properties of Stoichiometric  $\text{CeO}_2$  in Comparison to  $\text{UO}_2$  and  $\text{PuO}_2$ , Journal of the American Ceramic Society 97 (11) (2014) 3652–3659. doi :10.1111/jace.13170.

## Remerciements

Les auteurs souhaitent exprimer leur gratitude à la MITI du CNRS pour le soutien financier au projet OXYRAD sur lequel la thèse de l'un des auteurs (L. Gaillard) est fondée. Ils remercient également Solvay pour l'envoi de poudre de  $\text{CeO}_2$ .