

# Etude de l'utilisation de la thermographie infrarouge résolue spectralement pour la détermination des populations de températures

Sébastien FOUGEROLLE<sup>1</sup>, Roger REICHLE<sup>1</sup>, Jean-Laurent GARDAREIN<sup>1</sup>,  
Christophe LE NILIOT<sup>2</sup>, Fabrice RIGOLLET<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Association EURATOM-CEA, DSM/DRFC, CEA-Cadarache, F-13108 St Paul lez Durance, France

<sup>2</sup>Ecole Polytechnique Universitaire de Marseille, I.U.S.T.I, UMR CNRS N°6595,  
Technopôle de Château Gombert, 5 Rue Enrico Fermi, 13453 Marseille Cedex 13, France

**Résumé** - Pour surveiller les composants face au plasma des tokamaks, leur température (~1000°C) est mesurée par thermographie infrarouge. La luminance spectrale émise par la surface de certains de ces composants est mesurée à l'aide de fibres optiques reliées à un spectromètre. Les luminances correspondent à plusieurs sources thermiques émettrices à des températures différentes. On évalue la possibilité de déterminer la distribution de températures présentes à partir des luminances spectrales mesurées.

## Nomenclature

$T_i$ :	Température de population $i$	$L_{\lambda}^{CN}(T)$ :	Luminance spectrale d'un corps noir, d'une température $T$ , à la longueur d'onde $\lambda$
$T$ :	Vecteur de température	$L_{sim \lambda}$ :	Luminance simulée par une distribution de $T$ à $\lambda$ fixe
$T_{min}, T_{max}, T_{app}, T_{100nm}$ :	Température minimale, maximale, apparente, à 100 nm	$L$ :	Matrice des luminances $L_{\lambda}^{CN}(T)$ (en $\lambda$ et $T$ )
$p_{Ti}$ :	Fraction de population à la température $T_i$	$L_{sim}, L_{mod}, L_{mes}$ :	Vecteur (en $\lambda$ ) des luminances simulés, modélisés ou mesurés
$p_{HT}$ :	Fraction de population à $T_{max}$	<u>Symboles Grecs :</u>	
$P, \hat{P}, P_{sim}$ :	Vecteur des poids $p_1, \dots, p_n$	$\mu$ :	Facteur de pondération
$P_{apriori}$ :	Vecteur des fractions $p_1, \dots, p_n$ considéré à priori probable	$\lambda$ :	longueur d'onde
$S$ :	Fonction à minimiser		
$f(T)$ :	Fonction de distribution des températures		
$q_1, q_2$ :	Variables dans l'exposant de $f(T)$		

## 1. Introduction

Pour protéger les composants face au plasma des tokamaks, leur température (~1000°C) est mesurée par thermographie infrarouge. La résolution spatiale est typiquement de l'ordre du cm. Or d'autres mesures montrent des inhomogénéités importantes de température sur des échelles beaucoup plus petites [1, 2, 3], de l'ordre de quelques dizaines de  $\mu\text{m}$ . Nous cherchons à évaluer la possibilité de déterminer la distribution de ces températures à partir d'une thermographie spectrale dans la gamme du proche au moyen infrarouge [4, 5]. Le but est d'évaluer de façon théorique et expérimentale la possibilité de discriminer plusieurs populations de températures mesurées par un système infrarouge, la discrimination reposant sur une analyse du profil des spectres mesurés. Dans la partie théorique (section 2), nous montrons d'abord le principe de l'application du calcul inverse matriciel pour le sujet qui nous concerne. Ensuite nous décrivons trois approches qui ont été retenues pour des conditions différentes. Dans la partie expérimentale (section 3), nous montrons des mesures

dans le proche infrarouge et leur analyse. Pour finir nous présentons des perspectives qui pourraient être envisagées pour continuer ce travail.

## 2. Méthodes numériques

### 2.1 Calcul inverse matriciel simple

Dans cette section, nous simulons une distribution spectrale de luminance  $L_{sim}$  en s'appuyant sur des mesures de microscopie thermique [1]. Ces mesures sont transformées en histogramme de températures discrètes ( $T_1, \dots, T_n$ ) avec des poids (populations) relatifs ( $p_{T_1}, \dots, p_{T_n}$ ) dont la somme est 1 (fig. 1). Les poids  $p_i$  correspondent au rapport entre la surface de la zone observée à la température  $T_i$  et la surface totale observée. La luminance  $L_{sim\lambda}$  émise par une surface à la longueur d'onde  $\lambda$  est simulée selon (eq.1) :

$$L_{sim\lambda} = p_{T_1} \cdot L_{\lambda}^{CN}(T_1) + p_{T_2} \cdot L_{\lambda}^{CN}(T_2) + \dots + p_{T_n} \cdot L_{\lambda}^{CN}(T_n) \quad (1)$$

Dans cette équation,  $L_{\lambda}^{CN}(T)$  est la luminance spectrale donnée par la loi de Planck.

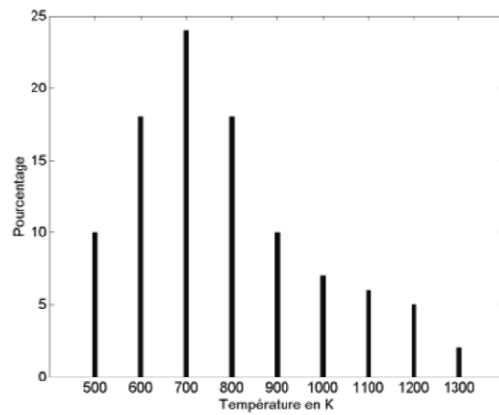


Figure 1 : Exemple typique d'un histogramme des températures

La luminance spectrale sur toutes les longueurs d'onde d'intérêt (ici 0-10  $\mu\text{m}$ ) est calculée avec l'équation suivante :

$$L_{sim} = L * P_{sim} \quad (2)$$

$$\text{Avec } L_{sim} = \begin{pmatrix} L_{sim\lambda_1} \\ \vdots \\ L_{sim\lambda_n} \end{pmatrix}, L = \begin{pmatrix} L_{\lambda_1}^{CN}(T_1) & \dots & \dots & L_{\lambda_1}^{CN}(T_n) \\ \vdots & \ddots & & \vdots \\ \vdots & & \ddots & \vdots \\ L_{\lambda_n}^{CN}(T_1) & \dots & \dots & L_{\lambda_n}^{CN}(T_n) \end{pmatrix} \text{ et } P_{sim} = \begin{pmatrix} p_{T_1} \\ \vdots \\ p_{T_n} \end{pmatrix}$$

Pour la suite, nous supposons que  $L_{sim}$  est une luminance spectrale mesurée ( $L_{mes}$ ) et nous recherchons une estimation de distributions de  $T_i$  et  $p_i$  reproduisant correctement la distribution  $L_{mes}$ .

L'estimation peut être effectuée directement selon le schéma décrit ci-après. Ne connaissant pas la distribution de températures  $T$  présentes sur la surface émettrice, la matrice  $L$  (eq.2) et la distribution de luminance spectrale  $L_{mod}$  sont calculées pour une base de températures que l'on choisit a priori. Une estimation du vecteur des poids  $P$  est obtenue à partir d'une minimisation aux moindres carrés de  $S$  selon (eq.3, 4, 5).

$$L_{mod} = L \times P \quad (3)$$

$$S = \|L_{sim} - L_{mod}\|^2 \quad (4)$$

$$\text{On cherche } \vec{\nabla} S = 0 \Leftrightarrow P = (L^T \cdot L)^{-1} \cdot L^T \cdot L_{sim} \quad (5)$$

Le problème avec cette approche est le choix de  $T$  utilisée pour le calcul de la matrice  $L$ . Selon ce choix, des résultats plus ou moins corrects sont obtenus, y compris des poids  $p_i$  négatifs pour certaines températures. Pour cette raison, la méthode d'inversion directe à partir d'une distribution à priori des températures n'a pas été retenue, contrairement aux trois méthodes expliquées par la suite (§ 2.2 – § 2.4).

## 2.2 Méthode de Newton combinée avec des connaissances à priori

La méthode de Newton permet de déterminer une correction  $\delta T$  à apporter aux températures utilisées pour la construction de la matrice  $L$ . On cherche ici un processus itératif pour minimiser la différence entre la luminance mesurée (ici simulée) et la luminance modélisée. La matrice  $L$  utilisée à l'itération initiale est quelconque compte tenu du fait que l'on ne dispose d'aucune information sur les températures. La correction  $\delta T$  à appliquer aux températures est obtenue à partir d'un développement au 1<sup>er</sup> ordre de la luminance en fonction de la température donnée à priori  $T^{(0)}$ .

La différence entre la luminance simulée et la luminance modélisée qui correspond à  $\delta L$  est donnée par (eq.6) :

$$\delta L = (L_{sim} - L_{mod}(T^{(0)})) \cong \left( \frac{\partial L_{mod}}{\partial T} \right)_{T=T^{(0)}} \cdot \delta T^{(0)} \quad (6)$$

On définit la matrice  $X$  telle que (eq.7) :

$$X = \left( \frac{\partial L_{mod}}{\partial T} \right)_{T=T^{(0)}} = \begin{pmatrix} \left. \frac{\partial L_{\lambda_1}^{CN}(T)}{\partial T} \right|_{T_1^{(0)}} & \dots & \dots & \left. \frac{\partial L_{\lambda_1}^{CN}(T)}{\partial T} \right|_{T_n^{(0)}} \\ \vdots & \ddots & & \vdots \\ \left. \frac{\partial L_{\lambda_n}^{CN}(T)}{\partial T} \right|_{T_1^{(0)}} & \dots & \dots & \left. \frac{\partial L_{\lambda_n}^{CN}(T)}{\partial T} \right|_{T_n^{(0)}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} p_{T_1} \\ \vdots \\ p_{T_n} \end{pmatrix} \quad (7)$$

Avec (eq.6,7,8) il est possible de calculer une valeur approchée de  $\delta T$  :

$$\delta \hat{T}^{(k)} = (X^T \cdot X)^{-1} \cdot X^T \cdot \delta L \quad (8)$$

A l'itération  $k$  il faut additionner au vecteur de température  $T^{(k)}$  le vecteur  $\delta \hat{T}^{(k)}$  ce qui donne  $T^{(k+1)} = T^{(k)} + \delta \hat{T}^{(k)}$ . A l'aide de la matrice  $L^{(k+1)}$  construite à partir de ce nouveau vecteur de température, on calcule le vecteur de poids en effectuant un calcul inverse selon (eq.5). Avec la nouvelle luminance modélisée  $L_{mod}^{(k+1)}$  calculée à partir de ce vecteur de poids  $p^{(k+1)}$ ,  $\delta \hat{T}^{(k+1)}$  est recalculé et ainsi de suite. Lorsque  $\delta L^k$  est de l'ordre du bruit de mesure, le processus itératif est stoppé.

Nous avons utilisé cette méthode en combinaison avec la prise en compte d'un à priori. Un facteur de pondération  $\mu$  permet de prendre en compte des connaissances ou hypothèses à priori ( $P_{apriori}$ ) sur les populations des températures selon (eq.9). Un exemple de connaissance à priori est que les poids ne peuvent pas être négatifs et que les températures maximales ne dépassent pas des valeurs déraisonnables (ici fixées à 2000 K). Ainsi, ces à priori sont pris en compte dans la nouvelle fonction coût définie à l'équation (9) :

$$S = \|L \cdot \hat{P} - L_{mes}\|^2 + \mu^2 \cdot \|\hat{P} - P_{apriori}\|^2 \quad (9)$$

La Figure 2.a montre deux résultats de ces calculs inverses avec des vecteurs  $(T_1, \dots, T_n)$  légèrement différents. En ce qui concerne les hautes températures entre  $T_{max}$  et  $T_{max} - 600K$ , nous obtenons une estimation correcte, en bon accord avec la distribution initiale (fig.1). Pour les températures plus basses les résultats divergent. Cette méthode est la plus universelle des trois approches proposées mais aussi celle qui demande le plus de temps de calcul.

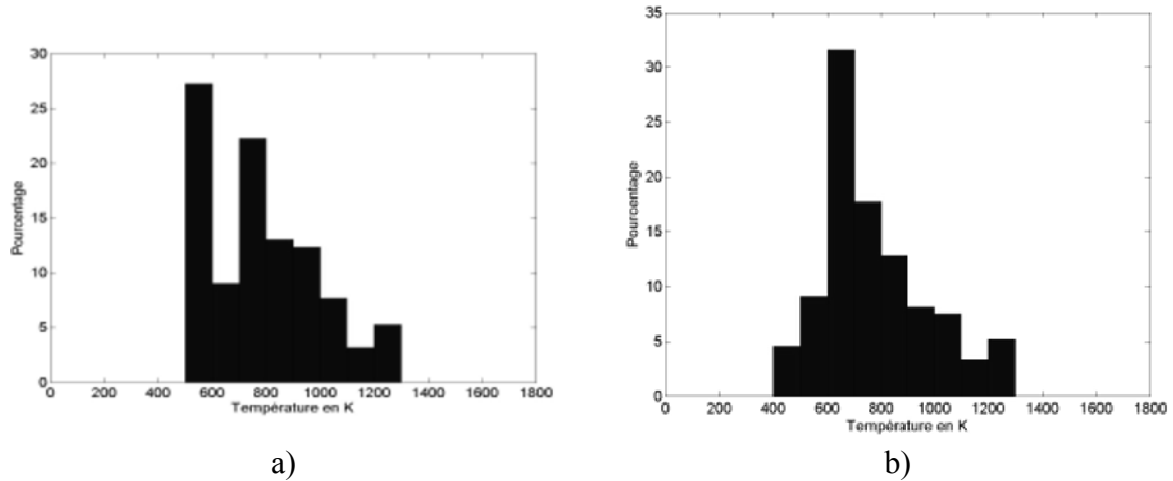


Figure 2 : Deux reconstructions de la distribution présentée en fig. 1 en utilisant (eq. 9).

### 2.3 Méthode de Gauss

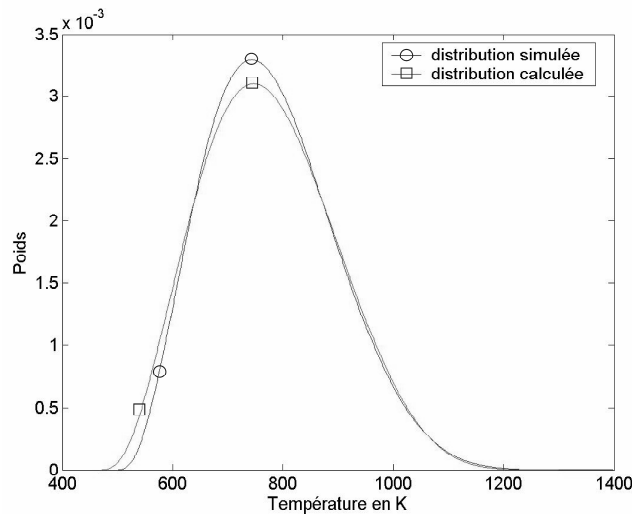


Figure 3 : Exemple de reconstruction d'une distribution de forme décrit par (eq 10).

La troisième approche retenue est basée sur une méthode de Gauss qui fixe les paramètres d'une fonction analytique décrivant la forme des histogrammes. La formule que nous proposons pour cette description est donnée en (eq.10).

$$f(T) = f_0 \cdot (T - T_{\min})^{q_1 - 1} \cdot (T_{\max} - T)^{q_2 - 1} \quad (10)$$

Des exemples de distributions de ce type sont donnés en fig.3. Compte tenu du nombre limité de paramètres à estimer, l'avantage de cette approche est la rapidité de convergence de la minimisation et la bonne estimation de la partie basse de distribution de température. Par rapport à la méthode proposée au §2.1, cette méthode ne peut être appliquée que lorsque la forme spectrale est connue a priori.

## 2.4 Méthode d'estimation de température maximale

Une méthode d'estimation de la température maximale  $T_{max}$  d'une distribution a été trouvée. Elle est basée sur le constat que la température apparente  $T_{app}$  (eq.11) d'une luminance spectrale  $L_{mes}$  mesurée d'une distribution des températures varie avec la longueur d'onde pour les simulations présentées ici (fig.4) mais aussi pour des mesures obtenues dans les tokamaks [6].

$$T_{app}(\lambda, L_{mes}) = \frac{h.c}{\lambda.k_B \cdot \ln\left(\frac{L_{mes}}{2.h.c^2.\lambda^{-5}} + 1\right)} \quad (11)$$

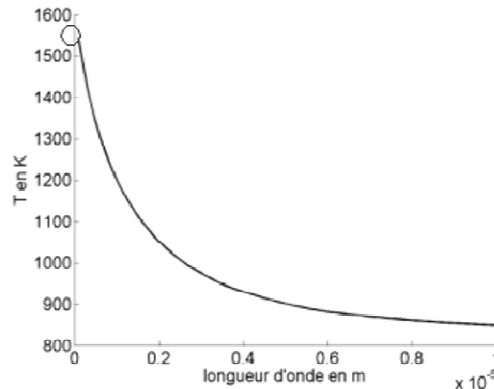


Figure 4 : Exemple des températures apparentes en fonction de la longueur d'onde

A partir de  $L_{mes}$  dans une gamme spectrale limitée (1.2  $\mu\text{m}$  - 4.8  $\mu\text{m}$ ) nous extrapolons  $T_{app}$  vers des longueurs d'onde plus courtes (0,8  $\mu\text{m}$  et 0,1  $\mu\text{m}$ ) avec un polynôme et nous calculons les valeurs de  $L_{mes}$  correspondantes.  $T_{app100nm}$  (à 0,1  $\mu\text{m}$ ) est la première estimation de  $T_{max}$  et  $L_{mes800nm}$  (à 0,8  $\mu\text{m}$ ) est le point de départ pour l'estimation de  $p_{HT}$  (eq. 12).

$$L_{mes800nm} \cong p_{HT} \cdot L_{800nm}^{CN}(T_{app100nm}) \quad (12)$$

Avec  $p_{HT}$ , nous estimons  $T_{100nm}$  selon (eq. 13) et nous réitérons dans une boucle avec (eq.12). Finalement  $T_{100nm}$  est égale à  $T_{max}$  et  $p_{HT}$  est la population à cette température.

$$L_{mes100nm} \cong p_{HT} \cdot L_{100nm}^{CN}(T_{100nm}) \quad (13)$$

## 3. Méthode expérimentale

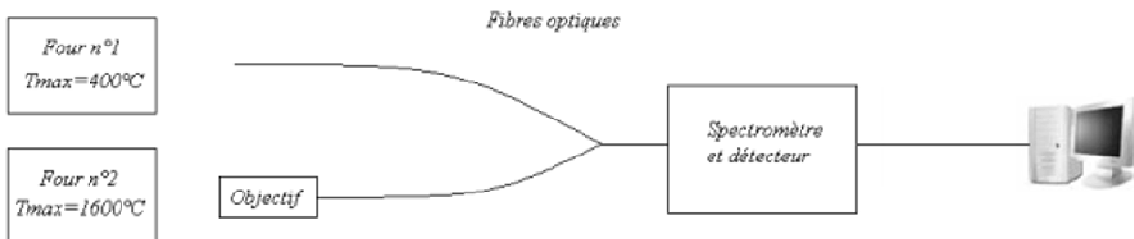


Figure 5 : Assemblée de l'expérience utilisée au laboratoire CEA/DRFC/SIPP/GID

Dans la partie expérimentale nous voulions vérifier en pratique l'hypothèse selon laquelle il est possible de déterminer des distributions de température à partir des distributions spectrales de 0.9 - 1.6  $\mu\text{m}$ . Pour ces expériences nous avons utilisé les appareils indiqués en fig.5. L'objectif est de déterminer la température et la fraction relative de signal provenant des deux

fours. Ceci a été réalisé en essayant systématiquement toutes les combinaisons possibles de températures et de poids et en retenant celle donnant le plus petit écart avec la luminance mesurée. Les résultats de cette expérience sont donnés en *fig.6*. On observe que les hautes températures et fractions sont toujours bien reproduites mais dès que la température inférieure s'éloigne de plus de 600K de la température supérieure il devient impossible de l'estimer correctement. Des analyses utilisant la méthode de détermination de  $T_{max}$  et de  $p_{HT}$  donnent de bons résultats pour les gammes de température montrées en *fig.6*. L'application de cette méthode pourrait permettre de réduire le temps de convergence des autres approches en leur donnant une valeur correcte de  $T_{max}$  comme valeur initiale.

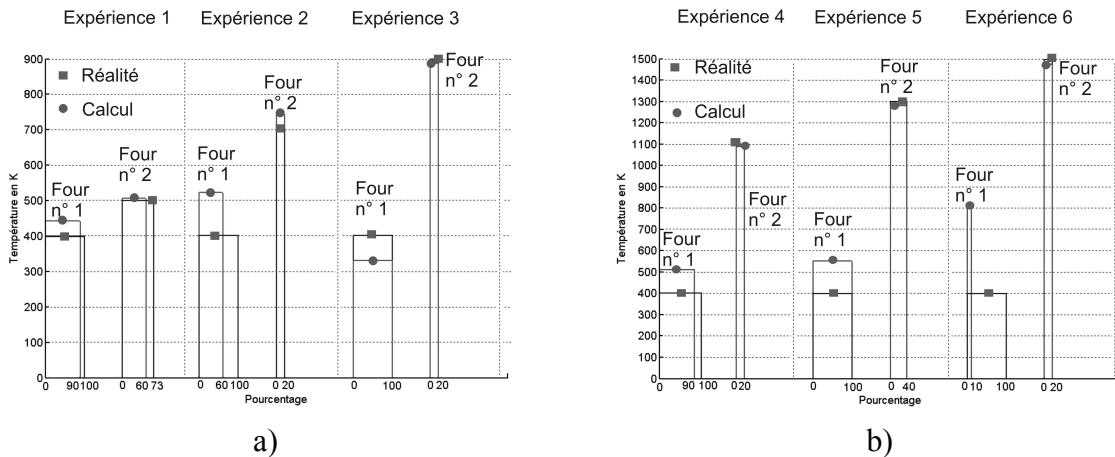


Figure 6 : Comparaison des fractions de températures expérimentales (réalité) et estimées (calcul) par analyse spectrale selon la méthode expliquée en §3.

## 4. Conclusions et perspectives

En résumé il semble possible de déterminer les distributions de températures de  $T_{max}$  jusque à  $T_{max} - 600K$  à partir de mesures de luminances spectrales en utilisant une approche inverse. Les tests expérimentaux viennent conforter les essais obtenus en simulation numérique. Une perspective intéressante pour ce travail est la méthode d'entropie maximale, qui pourrait faire le tri entre les solutions multiples comme montré en *fig.2*. Une autre voie intéressante serait la discrimination entre des distributions avec un ou deux maxima. Cette configuration est celle attendue dans les tokamaks à revêtement interne complètement métallique (ITER) ce qui entraînerait des réflexions importantes.

## Références

- [1] D. Hildebrandt et al., 'Surface temperature measurements of carbon materials in fusion devices', *J. Nucl. Mat.* 337-339 (2005) 1064
- [2] A. Herrmann et al., 'Investigation of Infrared Emission from Carbon Microstructure on a 30 Micron Spatial Scale', *Physica Scripta* Vol T111 (2004) 98
- [3] E. Delchambre et al., 'Hot spot effect on infrared spectral luminance emitted by carbon under plasma particles impact', *J. Nucl. Mat.* 337-339 (2005) 1069
- [4] R. Reichle et al., 'Mutlichannel and multicolour infrared thermography in Tore Supra', *Rev. Sci. Instr.*, 75,10 (2004) 4129
- [5] R. Reichle et al., 'Concept for spectrally resolved ITER divertor thermography with fibres', *Contr. 32<sup>nd</sup> EPS Conf. Plasma Physics, EPS-ECA 29* (2005) P4.083
- [6] R. Reichle et al., 'Thermography of target plates with near-infrared optical fibres at Tore Supra', *J. Nucl. Mat.* 290-293 (2001) 701