

# Mesure de flux de chaleur dans un plasma sous la forme d'un jet de vitesse supersonique.

J-L Gardarein<sup>1</sup>, J-L Battaglia<sup>1</sup>, S. Löhle<sup>2</sup>, P. Jullien<sup>3</sup>, D. Conte<sup>3</sup>, J-P Lasserre<sup>4</sup>, J Couzi<sup>4</sup>

<sup>1</sup> TREFLE, Université Bordeaux I, Esplanade des Arts et Métiers, 33405 Talence, France

<sup>2</sup> Institut für Raumfahrtssysteme, University of Stuttgart Pfaffenwaldring 31, 70569 Stuttgart, Germany

<sup>3</sup> EADS Space Transportation, Av. du Général Niox, 33165 Saint-Médard en Jalles, France

<sup>4</sup> CEA CESTA, Av. Des Sablières, 33114 Le Barp, France

\* (auteur correspondant : [jean-laurent.gardarein@polytech.univ-mrs.fr](mailto:jean-laurent.gardarein@polytech.univ-mrs.fr))

**Résumé** - Dans cet article, on a mis au point une métrologie rapide permettant la mesure de flux simulant des entrées atmosphériques. Une partie est consacrée à l'amélioration de la précision de l'identification des paramètres du modèle non entier caractérisant le fluxmètre. Une seconde partie présente un nouveau type de fluxmètre développé et caractérisé au laboratoire. Des résultats expérimentaux issus d'expériences dans une torche à plasma sont présentés.

## Nomenclature

$D$  Opérateur de dérivation

$L, M$  Nombre de paramètres

$n$  Ordre de dérivation

$R$  Rayon, m

$T$  temps, s

*Indices et exposants*

$s$  Surface

$\lambda$  Longueur d'onde

*Symboles grec*

$\alpha, \beta$  Paramètres du modèle non entier

$\varphi$  Densité de flux ( $W/m^2$ )

$\rho, \varepsilon$  Réflectivité, émissivité

## 1. Introduction

Les moyens utilisés pour la simulation partielle au sol des entrées atmosphériques à grande vitesse dans l'atmosphère nécessitent la connaissance précise des hauts flux thermiques appliqués aux matériaux. En effet, les moyens utilisés sont de type convectif (jet de plasma) et permettent d'obtenir des flux de l'ordre  $70MW/m^2$ . Il est donc essentiel de mettre au point une métrologie rapide capable de mesurer avec précision ces niveaux de flux. Pour cela, les travaux réalisés en 2006 [1, 2] ont permis d'améliorer la précision des fluxmètres en utilisant une procédure d'identification de type non entière du fluxmètre en laboratoire. Cette phase de calibration consiste à solliciter le fluxmètre avec une source laser dont la puissance est connue et de type PRBS (Pseudo Random Binary Sequence). La réponse en Volts du thermocouple permet ensuite la détermination de la réponse impulsionnelle du fluxmètre. Nous présenterons dans un premier temps les améliorations apportées à l'identification des paramètres du modèle non entier que nous tentons de comparer à des valeurs physiques issues du modèle du mur semi infini. Une analyse des incertitudes à la fois liées aux conditions expérimentales et à l'estimation de paramètres permet d'évaluer les erreurs commises sur le calcul de la réponse impulsionnelle (et donc sur le flux). La deuxième partie est consacrée au développement d'un autre type de fluxmètre de forme cylindrique. Ce nouveau type de fluxmètre présente les avantages d'être plus rapide, et de moins perturber l'écoulement plasma.

## 2. Étalonnage et incertitudes

### 2.1. Aspects théoriques

Les fluxmètres utilisés pour la caractérisation de hauts flux thermiques sont généralement constitués d'une structure en cuivre dans laquelle est placé un thermocouple de type K. La résolution du problème inverse de conduction dans le fluxmètre permet de calculer le flux déposé à la surface du capteur à partir d'une mesure de température et de la réponse impulsionnelle du capteur. Pour connaître cette réponse, plusieurs solutions sont envisageables, calcul par éléments finis, modèles analytiques... Cependant, toutes ces méthodes supposent la connaissance parfaite du capteur, notamment en termes de géométrie, de propriétés thermiques mais également de position du thermocouple dans le massif en cuivre. Un moyen de s'affranchir de la connaissance de tous ces paramètres est de caractériser le capteur en laboratoire avec une sollicitation connue en utilisant une méthode de type NISI (Non Integer System Identification). En effet il a été montré que le modèle non entier reliant la température à la densité de flux d'un système thermique linéaire peut s'écrire [3] :

$$\sum_{n=M_0}^M \alpha_n D^{n/2} T(t) = \sum_{n=L_0}^L \beta_n D^{n/2} \varphi(t) \quad (1)$$

$\alpha_n$  et  $\beta_n$  sont les paramètres du modèle non entier,  $T(t)$  est la température,  $\varphi(t)$  la densité de flux, et  $D$  l'opérateur de dérivation. C'est un modèle exact ou le nombre de paramètres dans la série est infini ( $M \rightarrow \infty, L \rightarrow \infty$ ). Cependant, on s'aperçoit expérimentalement que même pour une géométrie complexe en 3D, un faible nombre de paramètres suffit à obtenir un modèle non entier précis. Plusieurs estimations sont réalisées pour un seul capteur dans le but d'optimiser le nombre de paramètres et la valeur des ordres correspondants. De plus, l'analyse des comportements asymptotiques des modèles obtenus est réalisée dans le but de valider la valeur des paramètres avec un point de vue physique et non plus automatique. Nous présentons dans la section suivante des résultats expérimentaux.

### 2.2. Procédures d'identification

Lorsque l'on veut identifier le système constitué par le capteur, on cherche à identifier les paramètres  $\alpha_n$  et  $\beta_n$  de la relation (1), ainsi que les ordres de dérivation associés ( $L$  et  $M$ ). Pour cela, on réalise en laboratoire, une calibration pendant laquelle une densité de flux connue est imposée à la surface du capteur, la tension aux bornes du thermocouple est par ailleurs mesurée. On peut alors identifier les paramètres du modèle non entier. La Fig. 1 montre le schéma de l'expérience de calibration.

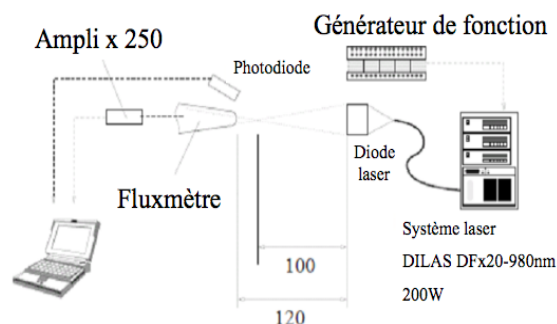


Figure 1 : Schéma de l'expérience de calibration

Le laser utilisé est une diode laser DILAS DFx20-980 pouvant produire 200W à la longueur d'onde 980 nm. Dans le cas d'une identification de système, on sait que les meilleurs résultats sont obtenus lorsque la sollicitation du système est une série de pulses de durées variables permettant d'obtenir la réponse du système pour le maximum de fréquences d'excitation (comportement aux temps courts et aux temps longs). Pour cela, le laser est piloté par un générateur de fonction (Agilent 33120A) permettant de générer un PRBS (Pseudo Random Binary Signal). L'utilisation d'une photodiode Melles Griot 13DAH003 permet de synchroniser les impulsions lasers et la mesure de tension aux bornes du thermocouple. Toutes les données (photodiode et thermocouple) sont enregistrées sur un oscilloscope (Lecroy Waverunner LT364). De plus, les données du thermocouple sont amplifiées avec un gain constant de 250. Le flux radiatif émis par la surface du fluxmètre étant négligeable par rapport au flux absorbé par le capteur (environ 5MW/m<sup>2</sup>), on peut écrire que le flux absorbé par le capteur est :

$$\varphi(t) = \frac{(1 - \rho_{\lambda_{las}})\phi(t)}{\pi R^2} \quad (2)$$

$\rho_{\lambda_{las}}$  est la reflectivité du cuivre oxydé à la longueur d'onde du laser,  $\phi(t)$  est le flux produit par le laser et  $R$  est la rayon du faisceau laser. Les propriétés optiques du cuivre oxydé ont été mesurées au CEA/CESTA et peuvent être considérées constantes dans l'infrarouge.

La mesure du flux en sortie de laser est mesurée avec une diode de type corps noir avec une précision de 1%. Le capteur est constitué de cuivre oxydé dont l'émissivité a été mesurée à 0.7 dans la longueur d'onde du laser. L'incertitude sur le flux absorbé a été évaluée à 7%, elle dépend essentiellement des mesures d'émissivité (6%) et de la mauvaise précision de la mesure du rayon du faisceau laser (5%). Le bruit de mesure du thermocouple a été mesuré sans chauffage. Son analyse montre qu'il a une distribution Gaussienne et que les points entre deux pas de temps sont indépendants. Cette analyse du bruit permet de conclure qu'il est possible d'utiliser les moindres carrés récursifs pour l'identification des paramètres du modèle non entier.

### 2.3. Résultats et analyse

La figure 2 montre la tension aux bornes du thermocouple et la valeur du flux mesurée pendant une calibration (la période d'acquisition est 100  $\mu$ sec). Le modèle optimal peut être obtenu de différentes manières. Nous avons choisi, de minimiser la valeur des résidus en faisant varier la valeur du 1<sup>er</sup> ordre de dérivation  $\eta = M_0$  (eq.1), en prenant plusieurs valeurs de  $M_0$ . La moyenne des résidus des estimations est tracée sur la figure 3 en fonction des valeurs  $M_0/2$ . Une valeur minimum de la moyenne est obtenue pour  $M_0/2 = -1,5$ . Ceci montre que la sensibilité au bruit décroît significativement lorsque l'on travaille avec des intégrales du signal, c'est-à-dire des dérivées d'ordre négatif. On observe ensuite, que la valeur des résidus augmente avec l'ordre d'intégration ce qui est dû au fait que la valeur du signal intégré est de plus en plus petite.

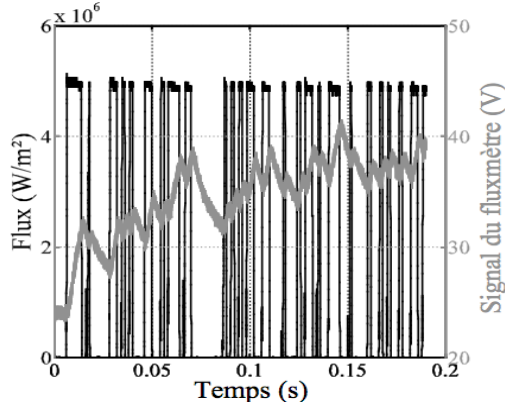


Figure 2 : Signaux de calibration obtenus pour un fluxmètre.

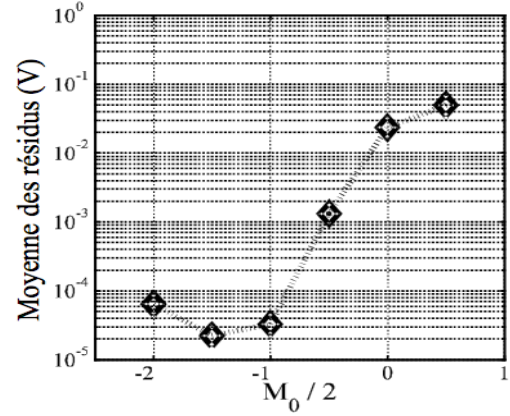


Figure 3 : Moyenne des résidus des estimations en fonction de  $M_0/2$

La valeur optimale de  $M_0$  dépend du capteur étudié et particulièrement de la position du thermocouple (distance par rapport à la surface) et du matériau. Pour le capteur utilisé dans la simulation, le système non entier optimal obtenu est :

$$[\alpha_0 D^{-1} + \alpha_1 D^{-0,5} + \alpha_2]V(t) = [\beta_0 D^{-1,5} + \beta_1 D^{-1} + \beta_2 D^{-0,5}]\varphi(t) \quad (3)$$

Les valeurs obtenues pour les paramètres sont reportées dans le tableau suivant avec les écarts types correspondants :

Paramètres	Ordres de dérivation	Valeurs identifiés	Ecart type
$\alpha_0$	-1	1	0
$\alpha_1$	-0,5	$5,228 \cdot 10^{-2}$	$7,38 \cdot 10^{-4}$
$\alpha_2$	0	$6,529 \cdot 10^{-3}$	$1,87 \cdot 10^{-5}$
$\beta_0$	-1,5	$1,43 \cdot 10^{-5}$	$1,769 \cdot 10^{-8}$
$\beta_1$	-1	$2,89 \cdot 10^{-6}$	$2,102 \cdot 10^{-8}$
$\beta_2$	-0,5	$-8,31 \cdot 10^{-8}$	$6,5 \cdot 10^{-10}$

Tableau 1 : Valeurs des paramètres du modèle non entier optimale, avec les écarts types associés

Sur la figure 4, est présenté un exemple de minimisation, les résidus et le bruit de mesure (avant la première impulsion laser) sont du même ordre de grandeur.

À partir du modèle optimal obtenu, on peut exprimer les comportements asymptotiques du système aux temps courts :

$$V(t \rightarrow 0) = \frac{\beta_0}{\alpha_0} D^{-0,5} \varphi(t) = 1,43 \cdot 10^{-5} D^{-0,5} \varphi(t) \quad (4)$$

La valeur obtenue est comparable à celle obtenue dans le cas du milieu semi infini 1D ( $1,65 \cdot 10^{-5}$ ), avec les propriétés thermiques du cuivre oxydé. Ce résultat montre que le système identifié a un sens physique. Il est maintenant possible de calculer la réponse impulsionnelle du système avec son incertitude associée. Sur la même figure 5, sont tracées la réponse impulsionnelle calculée et la réponse impulsionnelle analytique d'un milieu semi infini 1D dont l'expression est :

$$T(x,t) = \frac{\varphi_0}{\sqrt{\pi \rho C_p k}} \exp\left(-\frac{x^2}{4at}\right) \quad (5)$$

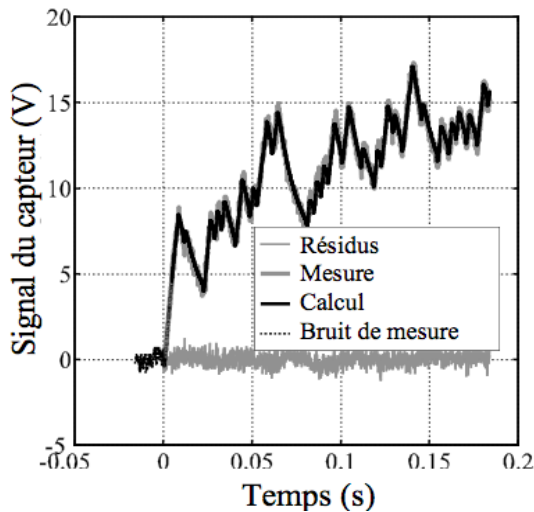


Figure 4 : Résultats de la minimisation, comparaison du bruit de mesure et des résidus.

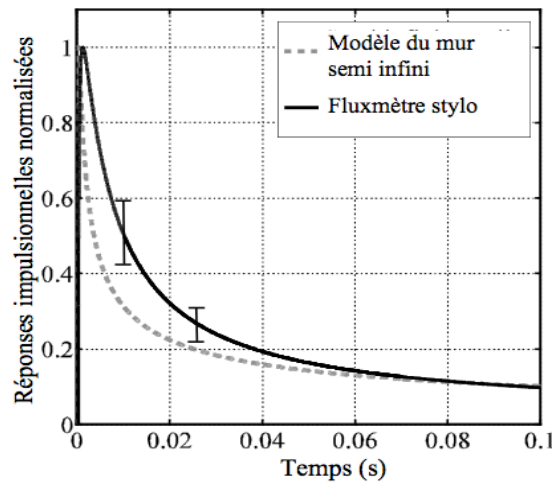


Figure 5 : Réponses impulsionnelles calculée à partir du modèle non entier et avec un modèle semi infini 1D

### 3. Application au fluxmètre stylo

Toute la méthodologie présentée au chapitre précédent a été utilisée pour caractériser un nouveau type de fluxmètre dont le design est bien détaillé dans [4]. Ce nouveau type de fluxmètre, appelé fluxmètre stylo, est un cylindre en cuivre percé de part en part. Un thermocouple gainé est ensuite inséré à l'intérieur du tube de cuivre, puis serti avec un outil en acier spécialement conçu pour cette application (figure 6).

Le principal avantage de cette méthode est qu'elle permet de positionner la soudure du thermocouple au plus près de la surface du capteur et d'avoir un très bon contact entre la gaine du thermocouple et le cuivre. La mesure du temps de réponse du capteur est ensuite effectuée en appliquant des impulsions laser sur le capteur et en mesurant la réponse en tension du thermocouple. Ce temps de réponse peut être réduit jusqu'à la dizaine de microseconde en limant la gaine du thermocouple. D'autre part, la réduction de matière de ce nouveau capteur par rapport aux capteurs existants a permis d'augmenter la sensibilité de la mesure.

Après avoir été étalonné avec la nouvelle méthode d'identification de système, le prototype du nouveau fluxmètre stylo a été testé en conditions expérimentales sur la torche à plasma JP200 (EADS-LV). Sur ce dispositif expérimental, les hautes pressions et enthalpie permettent d'obtenir un flux de près de  $60 \text{ MW/m}^2$ . Trois essais ont été réalisés avec le fluxmètre stylo dans des conditions expérimentales similaires, les résultats du premier sont présentés sur la figure 7, le flux mesuré avec un ancien fluxmètre (fluxmètre conique) est également représenté. La différence de flux obtenus des deux capteurs est due au fait que le fluxmètre stylo a une surface en contact avec l'écoulement plus petite que celle du fluxmètre conique. On peut penser que la valeur du flux mesurée avec le stylo est plus précise car il a été montré que celui-ci perturbait moins l'écoulement dans [2]. En ce qui concerne le dernier essai (non représenté ici), il n'a pas donné de résultats satisfaisants. Le fluxmètre a en effet subi des transformations irréversibles qui ont modifié sa réponse impulsionnelle, celle-ci a été mesurée avant les essais et après les essais. La température du capteur était montée aux alentours des  $1000^\circ\text{C}$  au cours des expériences précédentes favorisant des phénomènes d'érosion. Il apparaît indispensable d'améliorer le design du fluxmètre pour l'empêcher

d'atteindre de trop hautes températures, mais également de le calibrer régulièrement afin de détecter sa dégradation.

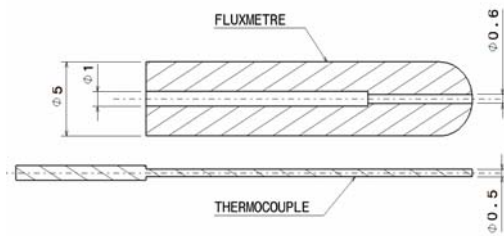


Figure 6 : Schéma de l'expérience de calibration

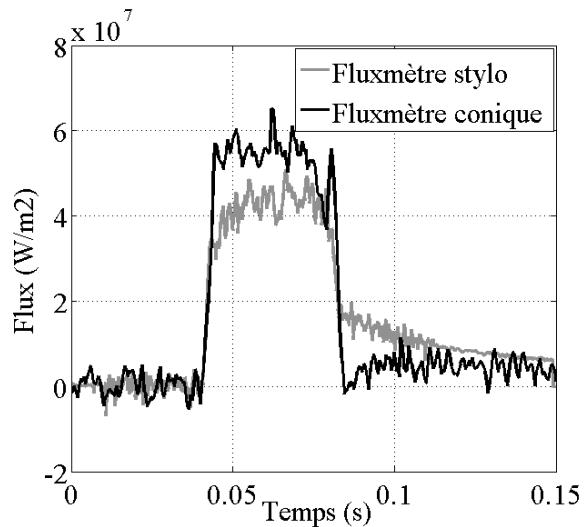


Figure 7 : Schéma de l'expérience de calibration

## 4. Conclusion

Les travaux réalisés ont permis d'améliorer la précision de l'estimation des paramètres du modèle non entier des fluxmètres. Le choix du nombre de paramètres et des ordres associés a permis de minimiser les résidus de l'estimation. Cette approche permet également de mieux comprendre le comportement physique du capteur. Les résultats de l'estimation sont obtenus avec une précision inférieure à 1%. Les efforts sont à poursuivre dans la mesure du flux absorbé par le fluxmètre. En effet, les mesures du rayon du faisceau laser et de l'émissivité du capteur sont obtenues avec de trop fortes incertitudes. Par ailleurs, un nouveau design de fluxmètre a permis de diminuer le temps de réponse du capteur et d'augmenter sa sensibilité. Les deux premiers essais en conditions expérimentales ont été concluants. Cependant, le trop fort échauffement du capteur et des phénomènes d'érosion, entraîne des transformations irréversibles. Les résultats obtenus sont quand même prometteurs et une amélioration de la conception du capteur devrait permettre d'obtenir rapidement un nouveau prototype plus résistant.

## Références

- [1] S. Löhle, J.-L. Battaglia, J.-C. Batsale, O. Enouf, J. Dubard, J.-R. Filtz, Characterization of a heat flux sensor using short pulse laser calibration, *Rev. Sci. Instrum.* 78, 053501, 2007.
- [2] S. Löhle, J.-L. Battaglia, J.-C. Batsale, P. Julien and B. van Ootegem, Improvements of high flux measurements using a null-point calorimeter, *J. of Aircrafts and Rockets* 45, 76, 2008.
- [3] Battaglia J.-L., Puigsegur L. and Kusiak A., Représentation non entière du transfert de chaleur par diffusion. Utilité pour la caractérisation et le contrôle non destructif thermique *Int. J. Therm. Sci.* 43, 69, 2004.
- [4] S. Löhle, F. Boursereau, J.-P. Lasserre J.-P., High Heat Flux Measurements using a non-stationary Device, *Proceedings of the 5th European Workshop on Thermal Protection Systems and Hot Structures*, ESA, Noordwijk, NL, 2006.