

Identification expérimentale successive de flux surfacique et de propriétés thermophysiques de composant face au plasma du tokamak JET

J. GASPAR^{1*}, F. RIGOLLET¹, J.-L. GARDAREIN¹, C. LE NILIOT¹, Y. CORRE²

¹Aix-Marseille université, IUSTI UMR CNRS 7343, 5 rue Enrico Fermi, 13453 Marseille, France

²CEA Cadarache, IRFM, F-13108 St Paul lez Durance, France

* (auteur correspondant : jonathan.gaspar@polytech.univ-mrs.fr)

Résumé – On se propose d’estimer l’évolution temporelle du champ de résistance thermique du dépôt de carbone présent sur les tuiles du divertor JET, ainsi que le flux surfacique impactant ce dépôt à partir de données expérimentales. Ces estimations seront faites en prenant en compte la variation des propriétés thermiques (orthotropes) en fonction de la température. Nous utilisons la méthode des gradients conjugués pour l’identification, les trois problèmes associés (direct, adjoint et sensibilités) étant résolus par la méthode des éléments finis avec le logiciel CAST3M.

Nomenclature

x	direction, m	<i>Symboles grecs</i>	
y	direction, m	λ	conductivité thermique, $W.m^{-1}.K^{-1}$
t	temps, s	ρ	masse volumique, $kg.m^{-3}$
tf	temps final, s	ε	émissivité
e	épaisseur de dépôt de carbone, m	σ	constante Stefan-Boltzmann, $W.m^{-2}.K^{-4}$
Cp	capacité calorifique, $J.kg^{-1}.K^{-1}$	ϕ	flux surfacique $W.m^{-2}$
R_c	résistance de contact, $m^2.K.W^{-1}$	Ω	domaine spatial
n_i	normale à la frontière Γ_i	Γ	Frontière du domaine
N_c	nombre de capteurs	θ	température, K
p	vecteur des paramètres	$\delta\theta$	fonction de sensibilité, K
$J(p)$	critère quadratique, K^2	ψ	multiplicateur de Lagrange
E	vecteur erreur, K	γ	profondeur de descente
L	Lagrangien associé au problème inverse	β	coefficient de conjugaison
d^n	direction de descente à l’itération n	σ_{bruit}	écart type du bruit de mesure, K

1. Introduction

Dans le tokamak JET, les composants face au plasma sont soumis à des flux de l’ordre de quelques MW/m^2 pendant plusieurs dizaine de secondes dans les zones de fort flux. Le contrôle de ces flux est essentiel pour la survie des matériaux et le bon fonctionnement de la machine. Les composants face au plasma sont constitués de tuiles composites en carbone. Les températures de ces tuiles sont mesurées en surface par une caméra infrarouge (IR) et dans le composant par deux thermocouples (TC) situés à $1cm$ de la surface. Dans les zones de forts flux, le plasma érode les tuiles carbonées. Une redéposition de ce carbone érodé se produit alors sur d’autres tuiles, à l’ombre des forts flux formant un dépôt carboné (DC) en mauvais contact avec les tuiles. Pour une meilleure compréhension et un meilleur contrôle des échanges thermiques au sein du tokamak JET, il est très important de pouvoir estimer, d’un point de vue instationnaire, les flux surfaciques imposés sur les composants face au plasma (avec et sans la présence de DC).

Une précédente étude [1] a démontré la faisabilité de l’estimation bidimensionnelle du flux surfacique impactant les tuiles des cotés extérieur et intérieur du divertor de JET. Cette identification est basée sur l’utilisation simultanée des images IR et d’un TC. Si la tuile ne présente aucun DC, alors le flux surfacique peut être estimé indifféremment par l’utilisation

des images IR (comme condition de Dirichlet) ou en utilisant les données du thermocouple enfoui. Pour les tuiles comprenant un DC, les propriétés thermophysiques inconnues de ce dépôt empêchent l'estimation précise du flux surfacique. Une mesure in-situ de ces propriétés thermophysiques à l'aide de méthodes photothermiques est impossible, tout comme l'extraction de la tuile pour une étude en laboratoire. La caractérisation doit donc se faire in-situ lors d'expériences plasma non dédiées à l'étude de ces dépôts. Afin d'estimer les variations spatiale et temporelle de la résistance thermique équivalente du DC nous le modélisons comme suit :

$$R_{th}(x, t) = \frac{e}{\lambda_{eq}(x, t)} \quad \text{avec} \quad \lambda_{eq} = \frac{1}{\frac{1}{\lambda_{dc}} + \frac{R_c}{e}} \quad (1)$$

La modélisation du DC par l'équation (1) est exacte dans le cas stationnaire. Notre étude étant instationnaire cette modélisation devient inexacte et introduit des erreurs. Le temps diffusif du DC étant de l'ordre de grandeur du pas temporel de notre étude, les erreurs faites par cette modélisation sont négligeables vis à vis du bruit de mesure, ce qui rend pertinente l'utilisation de cette modélisation. La connaissance du flux surfacique absorbé par la tuile étant nécessaire pour l'estimation de la résistance thermique équivalente, le flux surfacique sera également estimé. Nous résoudrons donc ces deux problèmes d'estimations de manière consécutive en utilisant la Méthode des Gradients Conjugués (MGC) pour la minimisation d'un critère quadratique. Les données TC seront utilisées pour l'estimation du flux surfacique alors que les données IR seront utilisées pour l'estimation du champ de résistance thermique équivalente. La faisabilité de cette démarche a été démontrée sur des cas tests numériques représentatifs [2]. Après avoir exposé dans le paragraphe 2 les problèmes direct et inverse, le paragraphe 3 présentera les résultats obtenus sur les mesures effectuées sur le choc #58850.

2. Description de la méthode

2.1. Problème direct

La Figure 1 représente la géométrie et les dimensions du problème 2D du transfert de chaleur. La géométrie est composée de deux domaines : le substrat composé de Composite Fibre de Carbone (CFC) (en bleu) et le dépôt de carbone (DC) d'épaisseur égale à 100 μ m (en rouge, ordre de grandeur observé sur cette tuile). Le DC est décomposé en 17 zones, correspondant à la projection des pixels de la caméra IR mesurant la température de surface du dépôt (Γ_2). Dans le cas général dit « infini », la conductivité thermique équivalente peut varier avec la profondeur y . Dans le cas dit « fini » que nous proposons d'étudier ici, chaque zone aura une conductivité thermique équivalente uniforme (et donc la résistance thermique également), on a donc $\lambda_{eq}(x, t)$. La densité du dépôt sera prise égale à un tiers de celle de la tuile en CFC tandis que la capacité calorifique sera prise égale à celle du CFC [3], voir Figure 2. Sur l'interface (Γ_4) entre la tuile en CFC et le DC, nous considérerons un contact parfait. La possible résistance de contact est comprise dans la résistance thermique estimée, voir Equation (1). La tuile et le DC sont initialement à la même température, ils échangent un flux net radiatif sur leurs frontières (Γ_1 , Γ_2 et Γ_3) avec l'environnement considéré comme un corps noir maintenu à la température initiale. Les émissivités du substrat en CFC et du DC sont connues et égales ($\varepsilon=0.83$). Les échanges convectifs sont absents car le tokamak est maintenu sous vide ($P \approx 10^{-5}$ Pa). La surface Γ_2 est alors soumise à un flux surfacique $\phi(x, t)$ dont les variations suivant x durant le choc sont connues et obtenues par d'autres diagnostics [4], Figures 3 et 4.

Le système d'Equations aux Dérivées Partielles (EDP) qui régit le champ de température dans la tuile peut donc s'écrire comme suit (pour plus de clarté on notera $\theta = \theta(x, y, t)$) :

$$\begin{aligned}
\text{Domaine CFC} & & -\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \theta}{\partial n_2} = \varepsilon_{dc} \sigma (\theta^4 - \theta_{amb}^4) - \phi(x, t) & \text{Sur } \Gamma_2 \quad (3b) \\
\rho C p_{cfc}(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{cfc}(\theta) \vec{\nabla}(\theta)) = 0 & \text{ Dans } \Omega_{cfc} \quad (2a) & -\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \theta}{\partial n_3} = \varepsilon_{dc} \sigma (\theta^4 - \theta_{amb}^4) & \text{Sur } \Gamma_3 \quad (3c) \\
-\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial n_1} = \varepsilon_{cfc} \sigma (\theta^4 - \theta_{amb}^4) & \text{ Sur } \Gamma_1 \quad (2b) & -\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \theta}{\partial n_4} = -\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial n_4} & \text{Sur } \Gamma_4 \quad (3d) \\
\text{Domaine DC} & & \theta_{dc} = \theta_{cfc} & \text{Sur } \Gamma_4 \quad (3e) \\
\rho C p_{dc}(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{eq}(x, t) \vec{\nabla}(\theta)) = 0 & \text{ Dans } \Omega_{dc} \quad (3a) & \theta = \theta_0 & \text{Dans } \Omega \text{ à } t = 0 \quad (3f)
\end{aligned}$$

Pour résoudre ce système d'EDP, on utilise le programme de calcul par éléments finis CAST3M [5]. Le maillage est composé d'environ 408 éléments pour le DC et 1950 éléments pour le substrat. Les éléments sont quadratiques à 8 nœuds. On obtient alors des champs de températures $\theta(x, y, t)$, en particulier la température de surface du DC.

2.2. Problèmes inverses

Les deux problèmes inverses concernant l'estimation de flux surfaciques et de propriétés thermophysiques du DC sont décrites simultanément. On désigne par p les fonctions que l'on cherche à déterminer, dans notre cas cette fonction correspond successivement au flux surfacique $\phi(x, t)$ sur Γ_2 et à la conductivité thermique équivalente $\lambda_{eq}(x, t)$ du DC modélisé, on a donc :

$$p(x, t) = \phi(x, t) \text{ avec } \phi(x, t) = f(x, t)Q(t) \text{ ou } p(x, t) = \lambda_{eq}(x, t) \quad (4)$$

$f(x, t)$ est la répartition spatiale du flux surfacique normalisé au cours du temps (Figures 3 et 4). $f(x, t)$ est supposé connu. Elle est obtenue à l'aide de diagnostics magnétiques (EFIT) pour le « mouvement » du strike point (analogue à la position du pic de flux) du flux surfacique durant le choc, et de paramètres plasma pour la forme spatiale du flux surfacique [4].

On note $Y(x, y, t)$ les mesures de température données par un TC pour l'identification de $\phi(x, t)$, ou par une caméra infrarouge pour l'identification de $\lambda_{eq}(x, t)$. Soit $\theta(x, y, t; p)$ la solution du problème direct (voir équations(2)-(3)) obtenue pour une fonction p donnée. Le problème inverse consiste donc à trouver p tel que $\|\theta(x, y, t; p) - Y(x, y, t)\|$ soit minimal. Comme le problème inverse est mal posé, nous le résolvons au sens des moindres carrés, pour cela nous définissons la fonction coût suivante :

$$J(p) = \frac{1}{2} \int_0^{t_f} \sum_{i=1}^{N_c} (\theta(x^i, y^i, t) - Y(x^i, y^i, t))^2 * dt \quad (5)$$

avec N_c le nombre de capteurs (1 TC pour l'identification de $\phi(x, t)$ et 17 pixels pour l'identification de $\lambda_{eq}(x, t)$). La méthode du gradient conjugué est une méthode itérative qui consiste à approcher le nouvel itéré p^{n+1} à partir de l'itéré précédent p^n , avec n le numéro d'itération, selon :

$$p^{n+1} = p^n - \gamma^{n+1} d^{n+1} \quad (6)$$

La direction de descente d^{n+1} doit être construite de telle manière que les directions de descente successives soient conjuguées entre elles [6]. Pour ce faire, nous calculons la direction de descente à chaque itération avec la formule suivante :

$$d^n = \nabla J(p^n) + \beta^n d^{n-1} \quad (7)$$

Pour le calcul du coefficient de conjugaison β^n nous utilisons la formule de Polak-Ribière-Polyak [2,6,7]. La profondeur de descente γ^{n+1} est calculée à partir du résultat du problème de sensibilité [2,6,7].

2.3. Problèmes de sensibilités

Soit $\delta\theta$ la fonction de sensibilité qui décrit l'élévation de température résultant d'une variation $\eta\delta p$ des paramètres, la fonction de sensibilité est définie par :

$$\delta\theta(x, y, t) = \lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{\theta(x, y, t; p + \eta\delta p) - \theta(x, y, t; p)}{\eta} \quad (10)$$

En réécrivant le modèle direct (équations (2)-(3)) en $p + \eta\delta p$, puis en appliquant (10), on obtient le système décrivant l'évolution de la fonction de sensibilité [6] (pour plus de clarté on notera $\delta\theta = \delta\theta(x, y, t)$) :

Etape 1 : identification de $p(x, t) = \phi(x, t)$

Domaine CFC

$$\frac{\partial \rho C p_{cfc}(\theta) \delta\theta}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{cfc}(\theta) \vec{\nabla}(\delta\theta)) = 0 \text{ Dans } \Omega_{cfc} \quad (11a)$$

$$-\frac{\partial \lambda_{cfc}(\theta) \delta\theta}{\partial n_1} = [4\varepsilon_{cfc} \sigma \theta^3] \delta\theta \quad \text{Sur } \Gamma_1 \quad (11b)$$

Domaine DC

$$\frac{\partial \rho C p_{dc}(\theta) \delta\theta}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{eq}(x, t) \vec{\nabla}(\delta\theta)) = 0 \text{ Dans } \Omega_{dc} \quad (12a)$$

$$-\frac{\partial \lambda_{eq}(x, t) \delta\theta}{\partial n_2} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta^3] \delta\theta - \delta p(x, t) \quad \text{Sur } \Gamma_2 \quad (12b)$$

$$-\frac{\partial \lambda_{eq}(x, t) \delta\theta}{\partial n_3} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta^3] \delta\theta \quad \text{Sur } \Gamma_3 \quad (12c)$$

$$-\frac{\partial \lambda_{eq}(x, t) \delta\theta}{\partial n_4} = -\frac{\partial \lambda_{cfc}(\theta) \delta\theta}{\partial n_4} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (12d)$$

$$\delta\theta_{dc} = \delta\theta_{cfc} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (12e)$$

$$\delta\theta = 0 \quad \text{Dans } \Omega \text{ à } t = 0 \quad (12f)$$

Etape 2 : identification de $p(x, t) = \lambda_{eq}(x, t)$

Domaine CFC

$$\frac{\partial \rho C p_{cfc}(\theta) \delta\theta}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{cfc}(\theta) \vec{\nabla}(\delta\theta)) = 0 \text{ Dans } \Omega_{cfc} \quad (13a)$$

$$-\frac{\partial \lambda_{cfc}(\theta) \delta\theta}{\partial n_1} = [4\varepsilon_{cfc} \sigma \theta^3] \delta\theta \quad \text{Sur } \Gamma_1 \quad (13b)$$

Domaine DC

$$\frac{\partial \rho C p_{dc}(\theta) \delta\theta}{\partial t} - \vec{\nabla} \cdot (p(x, t) \vec{\nabla}(\delta\theta)) = \delta p \Delta \theta \text{ Dans } \Omega_{dc} \quad (14a)$$

$$-p(x, t) \frac{\partial \delta\theta}{\partial n_2} - \delta p \frac{\partial \theta}{\partial n_2} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta^3] \delta\theta \quad \text{Sur } \Gamma_2 \quad (14b)$$

$$-p(x, t) \frac{\partial \delta\theta}{\partial n_3} - \delta p \frac{\partial \theta}{\partial n_3} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta^3] \delta\theta \quad \text{Sur } \Gamma_3 \quad (14c)$$

$$-p(x, t) \frac{\partial \delta\theta}{\partial n_4} - \delta p \frac{\partial \theta}{\partial n_4} = -\frac{\partial \lambda_{cfc}(\theta) \delta\theta}{\partial n_4} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (14d)$$

$$\delta\theta_{dc} = \delta\theta_{cfc} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (14e)$$

$$\delta\theta = 0 \quad \text{Dans } \Omega \text{ à } t = 0 \quad (14f)$$

2.4. Problèmes adjoints

Soit $L(\theta, \psi, p)$ le lagrangien associé au problème de minimisation défini par l'équation (5) et contraint par le système d'équations (2)-(3). Le lagrangien s'exprime par :

$$L(\theta, \psi, p) = J(p) + \int_0^{tf} \int_0^\Omega \left(\rho C p(\theta) \frac{\partial \theta(x, y, t)}{\partial t} - \Delta(\lambda(\theta) * \theta(x, y, t)) \right) \psi(x, y, t) dt d\Omega \quad (15)$$

La minimisation de ce lagrangien [6] permet d'obtenir le système d'EDP suivant (pour plus de clarté on notera $\psi = \psi(x, y, t)$) :

Etape 1 : identification de $p(x, t) = \phi(x, t)$

Domaine CFC

$$\rho C p_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{cfc}(\theta) \vec{\nabla} \psi) = E \text{ Dans } \Omega_{cfc} \quad (16a)$$

$$-\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi}{\partial n_1} = [4\varepsilon_{cfc} \sigma \theta^3] \psi \quad \text{Sur } \Gamma_1 \quad (16b)$$

Domaine DC

$$\rho C p_{dc}(\theta) \frac{\partial \psi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{eq}(x, t) \vec{\nabla} \psi) = 0 \text{ Dans } \Omega_{dc} \quad (17a)$$

$$-\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \psi}{\partial n_2} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta^3] \psi \quad \text{Sur } \Gamma_2 \quad (17b)$$

$$-\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \psi}{\partial n_3} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta^3] \psi \quad \text{Sur } \Gamma_3 \quad (17c)$$

$$-\lambda_{eq}(x, t) \frac{\partial \psi}{\partial n_4} = -\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi}{\partial n_4} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (17d)$$

Etape 2 : identification de $p(x, t) = \lambda_{eq}(x, t)$

Domaine CFC

$$\rho C p_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\lambda_{cfc}(\theta) \vec{\nabla} \psi) = 0 \text{ Dans } \Omega_{cfc} \quad (18a)$$

$$-\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi}{\partial n_1} = [4\varepsilon_{cfc} \sigma \theta^3] \psi \quad \text{Sur } \Gamma_1 \quad (18b)$$

Domaine DC

$$\rho C p_{dc}(\theta) \frac{\partial \psi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (p(x, t) \vec{\nabla} \psi) = 0 \text{ Dans } \Omega_{dc} \quad (19a)$$

$$-p(x, t) \frac{\partial \psi}{\partial n_2} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta^3] \psi - E \quad \text{Sur } \Gamma_2 \quad (19b)$$

$$-p(x, t) \frac{\partial \psi}{\partial n_3} = [4\varepsilon_{dc} \sigma \theta^3] \psi \quad \text{Sur } \Gamma_3 \quad (19c)$$

$$-p(x, t) \frac{\partial \psi}{\partial n_4} = -\lambda_{cfc}(\theta) \frac{\partial \psi}{\partial n_4} \quad \text{Sur } \Gamma_4 \quad (19d)$$

$$\begin{array}{lll} \psi_{dc} = \psi_{cfc} & \text{Sur } \Gamma_4 & (17e) \quad \psi_{dc} = \psi_{cfc} & \text{Sur } \Gamma_4 & (19e) \\ \psi = 0 & \text{Dans } \Omega \text{ à } t = 0 & (17f) \quad \psi = 0 & \text{Dans } \Omega \text{ à } t = 0 & (19f) \end{array}$$

La fonction erreur $E(x, y, t)$ est nulle sur tout le domaine sauf sur les positions des pixels, où la fonction $E(x, y, t)$ est alors égale à l'expression suivante :

$$E(x, y, t) = \left(\theta(x^i, y^i, t) - Y(x^i, y^i, t) \right) \quad (20)$$

Une fois ce système d'EDP résolu, on peut calculer le gradient de $J(p)$ [6]:

$$\begin{array}{ll} \text{Cas : identification de } p(x, t) = \phi(x, t) & \text{Cas : identification de } p(x, t) = \lambda_{eq}(x, t) \\ \nabla J(p) = \psi & \text{Sur } \Gamma_2 \quad (21) \quad \nabla J(p) = \int_{\Omega} - \left(\frac{\delta \theta}{\delta x} \frac{\delta \psi}{\delta x} + \frac{\delta \theta}{\delta y} \frac{\delta \psi}{\delta y} \right) d\Omega \quad \text{Dans } \Omega_{dc} \quad (22) \end{array}$$

2.5. Critère d'arrêt

En accord avec le « discrepancy principle » [8], les itérations se poursuivent tant que la fonction coût n'est pas inférieure ou égale à la valeur seuil J_{seuil} . Celle-ci s'écrit en fonction de l'écart type du bruit de mesure σ_{bruit} estimé à partir des mesures :

$$J_{seuil} = \frac{1}{2} \int_0^{tf} \sum_{i=1}^{Nc} (\sigma_{bruit})^2 dt \quad (23)$$

3. Résultats

3.1. Présentation du choc #58850

Dans cette section, nous présenterons l'utilisation de la MGC sur les données expérimentales de l'expérience #58850. Ce choc est composé de plusieurs créneaux de fortes puissances réalisés par injection de particules neutres dans le plasma, ces créneaux ont une durée de 2s et ont lieu pour $58s < t < 68s$. La configuration magnétique de ce choc a été ajustée pour que la forme spatiale du flux ait sa valeur maximale (durant les créneaux de puissance) au-dessus du TC supérieur de la tuile 3 (Figure 4). Les mesures réalisées par les TC ont un pas temporel de 50ms, tandis que les mesures IR ont un pas temporel de 15.9ms. Les mesures IR utilisées dans cette étude ont été interpolées aux instants de mesures des TC.

Les estimations de $\phi(x, t)$ et de $\lambda_{eq}(x, t)$ sont réalisées successivement. L'étape 1 est d'estimer $\phi(x, t)$ par la MGC (22 itérations, 5 min/itération pour 621 valeurs à estimer) sans aucune modélisation du DC. Le flux surfacique ainsi estimé est utilisé comme entrée de l'étape 2, utilisant la MGC (130 itérations, 25min/itération pour 17x221 valeurs à estimer) afin d'estimer $\lambda_{eq}(x, t)$. L'étape 3 est d'estimer de nouveau $\phi(x, t)$ en modélisant le DC à l'aide du $\lambda_{eq}(x, t)$ précédemment estimé. Si la nouvelle estimation du flux surfacique est équivalente à la précédente, alors on peut considérer les estimations de $\phi(x, t)$ et $\lambda_{eq}(x, t)$ comme optimales. Dans le cas contraire on itère de nouveau entre l'étape 2 et 3. Dans la suite de ce papier les résultats d'estimation de la conductivité thermique équivalente $\lambda_{eq}(x, t)$ du DC seront explicités sous la forme de résistances thermiques équivalentes $R_{th}(x, t)$. Lors de l'estimation de $\phi(x, t)$ la MGC est initialisée avec un flux nul, tandis que pour l'estimation de $R_{th}(x, t)$ la MGC est initialisée avec la valeur de $10^{-2} \text{ m}^2 \cdot \text{K}^1 \cdot \text{W}^{-1}$.

3.2. Discussions des résultats

La Figure 5 présente les flux estimés sans et avec modélisation optimale du DC, on observe que les deux flux estimés sont équivalents, ceci montre la faible sensibilité de la température mesurée en profondeur par les thermocouples vis-à-vis de la présence du DC. La

dynamique des créneaux de puissance est bien estimée avec des niveaux de flux allant de $0.38MW/m^2$ à $0.52MW/m^2$.

Les flux sont estimés en effectuant la minimisation sur les mesures réalisées par le thermocouple supérieur Figure 6 (pointillés rouges). Le thermocouple inférieur sert de mesure de « contrôle » une fois l'estimation réalisée (pointillés noirs). On observe sur la Figure 6 que les mesures faites par les TC sont bien retrouvées avec le flux surfacique estimé, et tout particulièrement durant la période de chauffe.

L'estimation de $R_{th}(x, t)$ a lieu pour t compris entre $56s$ et $67s$, cet intervalle correspond aux instants où la position du strike point est « stable » Figure 4. La Figure 7 présente la cartographie spatio-temporelle des résistances thermiques estimées. Cette cartographie met en évidence que la résistance thermique équivalente augmente au cours du choc. Une des pistes envisageable pour expliquer cette augmentation est une éventuelle dépendance de la résistance thermique avec la température du dépôt. On observe également la présence de positions où la résistance thermique est « faible » (pixel n°1, 5, 8, 12 et 13) et entourée de zones où la résistance thermique est « forte ». Ceci est également mis en évidence sur la Figure 8. Une étude des 150 chocs précédents a mis en évidence que ces 4 positions correspondent à des zones de visées fréquemment utilisées, lors des chocs où le strike point est positionné sur la tuile 3. Cette « faible » résistance thermique peut s'expliquer par le fait qu'au pic de flux le plasma érode le dépôt, une partie du carbone érodé se retrouve dans le plasma, tandis qu'une autre partie est redéposé quelques centimètres autour du pic de flux. Ces zones de « faible » résistance du dépôt carboné sont une sorte de « mémoire » des chocs récents ayant eu lieu dans le tokamak.

La Figure 9 présente la cartographie des mesures IR pour t compris entre $56s$ et $67s$, on observe sur la Figure 10 que cette cartographie est bien retrouvée par l'estimation faite des variations spatio-temporelles de la résistance thermique équivalente du DC.

4. Conclusions et perspectives

Dans cette étude, des calculs 2D instationnaires non linéaires, couplés à la Méthode des Gradients Conjugués et de l'état adjoint, ont permis l'estimation de flux surfacique et de résistances thermiques équivalentes. Les données expérimentales provenant du choc #58850 ont été utilisées. A l'aide d'un seul TC, de données plasma (répartition spatiale du flux) et d'un diagnostic donnant la position du strike point au cours du temps, le flux surfacique absorbé par la tuile au cours du temps a pu être estimé, et contrôlé à l'aide d'un second TC présent dans la tuile. Les mesures IR ont été utilisées, ainsi que le flux précédemment identifié, afin d'estimer les variations spatio-temporelles de la résistance thermique du dépôt de carbone. Ces variations ont été estimées sans aucun a priori lors de l'initialisation. Un motif spatial de résistance thermique évoluant lors du choc a été observé, et semble pouvoir être relié aux scénarios plasma précédents.

A la vue de ces résultats, différentes perspectives apparaissent. La première est d'étendre cette étude avec un calcul d'incertitude sur les valeurs estimées, en utilisant par exemple la méthode de Monte Carlo pour un calcul de la confiance associée aux valeurs estimées. La seconde perspective est d'essayer de relier l'évolution temporelle de la résistance thermique au cours du choc, avec la température du dépôt, afin d'expliquer l'augmentation au cours du temps de la résistance thermique du DC. On peut également envisager le traitement de plusieurs chocs consécutifs afin de pouvoir observer l'évolution de la résistance thermique au fil des chocs.

Références

[1] J-L. Gardarein, Y. Corre, F. Rigollet, C. Le Niliot, R. Reichle, P. Andrew. Thermal quadrupoles approach for two-dimensional heat flux estimation using infrared and thermocouples measurements on the JET tokamak. *International Journal of Thermal Sciences*, 48 (2009), p. 1-13.

[2] J. Gaspar, F. Rigollet, J-L. Gardarein, C. Le Niliot and Y. Corre, Successive identification of surface heat flux and thermophysical properties of plasma facing components inside the JET tokamak: numerical feasibility, *Journal of Physics: Conference Series* 395 (2012) 012073

[3] T. Eich, P. Andrew, A. Herrmann, W. Fundamenski, A. Loarte, R. A. Pitts, JET-EFDA contributors ELM resolved energy distribution studies in the JET MKII Gas-Box divertor using infrared thermography. *Plasma Physics and Controlled Fusion* 49 (2007) 573

[4] T. Eich, B. Sieglin, A. Scarabosio, W. Fundamenski, R. J. Goldston, A. Herrmann, ASDEX Upgrade Team. Inter-ELM Power Decay Length for JET and ASDEX Upgrade: Measurement and Comparison with Heuristic Drift-Based Model. *Phys. Rev. Lett.* 107 (2011) 215001

[5] P. Verpaux, A. Millard, A. Hoffman, L. Ebersolt, CASTEM2000: a modern approach of computerised structural analysis, in: Proc. *Recent Advances in Design Procedures for High Temperature Plant*, Risley, November 1988.

[6] Y. Jarny, M.N. Ozisik, J.P. Bardon, A general optimization method using adjoint equation for solving multidimensional inverse heat conduction, *Int. J. Heat Mass Transfer* 34 (1991) 2911-2919.

[7] J. Gaspar, F. Rigollet, J-L. Gardarein, C. Le Niliot, Y. Corre Characterization of time varying thermophysical property of a surface layer: Numerical feasibility for JET tokamak tiles, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 56 (2013) 147-157.

[8] O.M. Alifanov, E.A. Artyukhin Regularized numerical solution of nonlinear inverse heat-conduction problem, *Journal of Engineering Physics and Thermophysics* 29 (1975) 934-938.

Figures

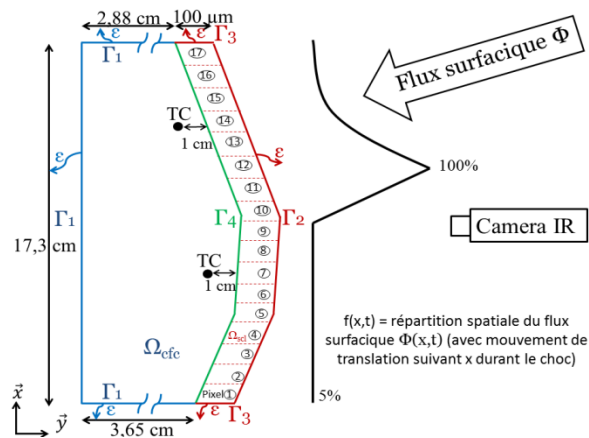


Figure 1 : Géométrie et dimensions du problème direct

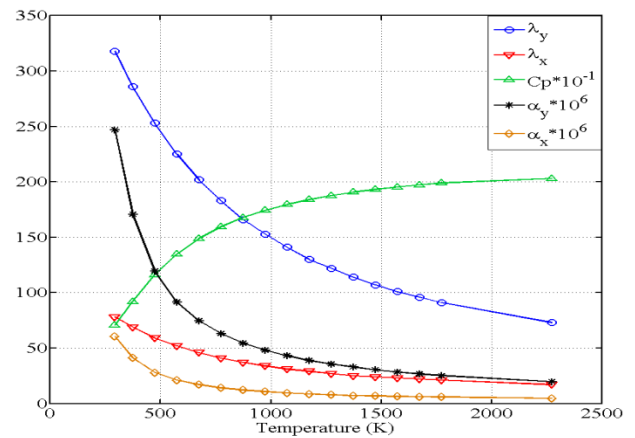
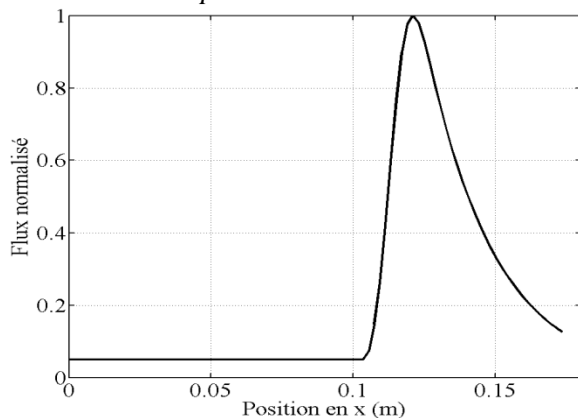


Figure 2 : Evolution des propriétés thermiques en fonction de la température

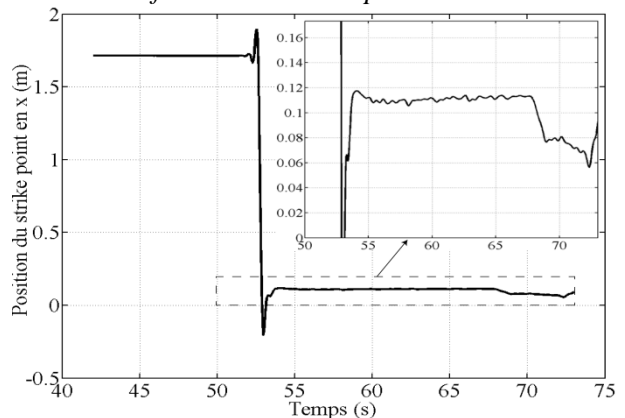


Figure 3 : Répartition spatiale du flux surfacique normalisé à l'instant $t = 67s$.

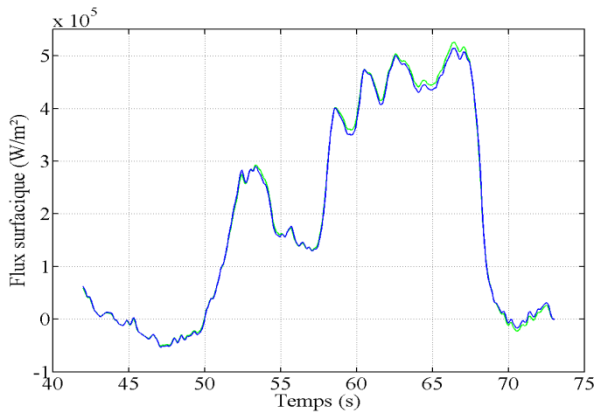


Figure 5 : Evolution temporelle du flux surfacique estimé : (—) sans modélisation du dépôt, (—) avec modélisation optimale du dépôt.

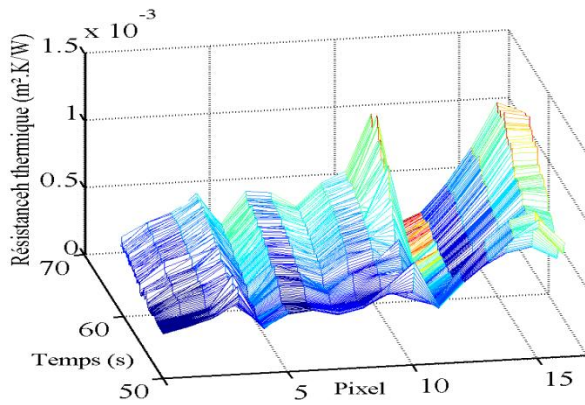


Figure 7 : Cartographie des résistances thermiques estimées en fonction du temps et du pixel

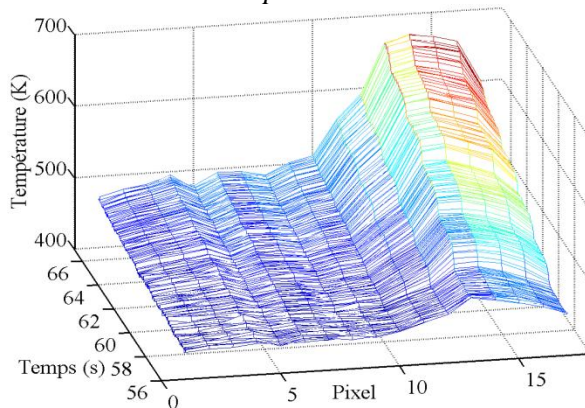


Figure 9 : Cartographie des mesures IR.

Figure 4 : Evolution temporelle de la position du strike point. Zoom correspondant à la taille de la tuile

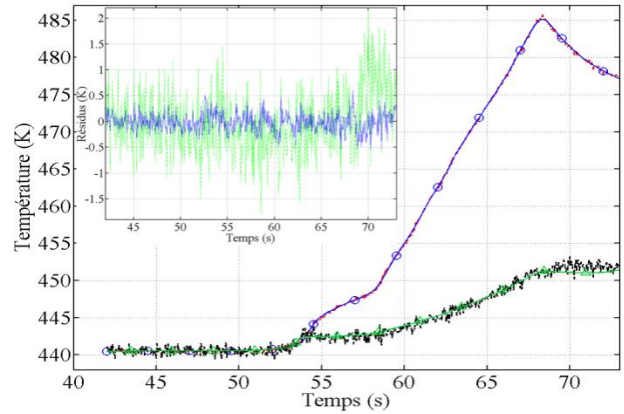


Figure 6 : Evolution temporelle de la température aux thermocouples : (---) mesures du TC haut, (—○—) températures estimées, (---) mesures du TC bas, (—△—) températures estimées.

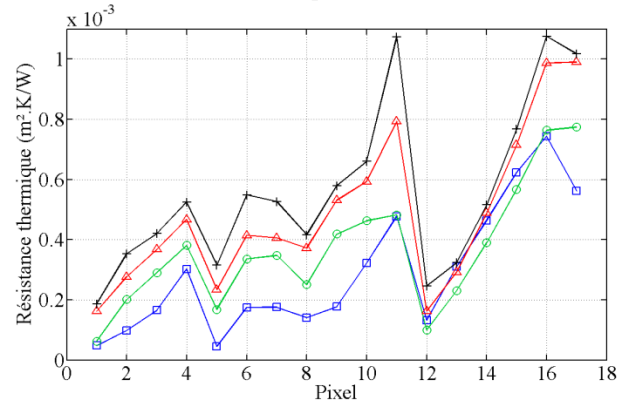


Figure 8 : Résistances thermiques estimées de chaque pixel à différents temps : (—□—) $t=58s$, (—○—) $t=62s$, (—△—) $t=64s$, (—+—) $t=67s$.

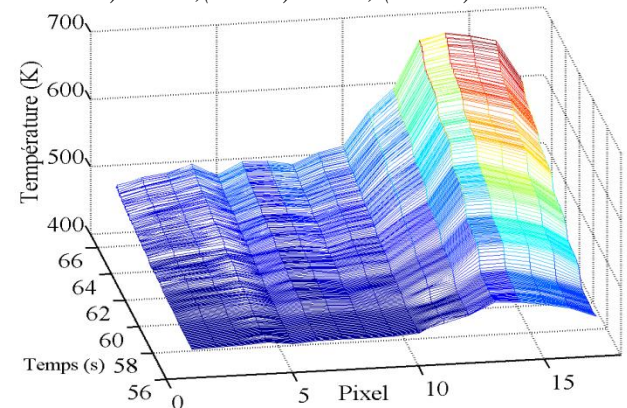


Figure 10 : Cartographie des températures estimées.