

Calcul inverse du flux de chaleur dans le tokamak JET par méthode de retour vers la surface : approche 1D non-linéaire

Yann CORRE¹, Philip ANDREW², Jean-Laurent GARDAREIN¹, Thomas HELLNER¹, Christophe LE NILIOT³, Mikaël POYET¹, Fabrice RIGOLLET³

¹CEA Cadarache, F-13108 St Paul lez Durance, France

²EURATOM/UKAEA Fusion Association, Culham, UK

³IUSTI UMR CNRS 65 95. Technopôle de Château Gombert 5 rue E. Fermi, MARSEILLE

Résumé - En fusion contrôlée par confinement magnétique, il est essentiel de contrôler le dépôt de flux sur les composants face au plasma. Dans le tokamak JET (où plusieurs MW sont couplés au plasma pendant 10s), des températures sont mesurées en surface (caméras IR) et dans le composant en carbone (thermocouples). Nous présentons un calcul inverse 1D non-linéaire d'estimation du flux. On applique la méthode du retour vers la surface à des données expérimentales pour un flux de chaleur inconnu.

1. Introduction: présentation du JET

Dans le tokamak JET (*Joint European Torus*) situé à Culham en Angleterre, plusieurs mégawatts de puissance sont couplés au plasma de fusion sur des durées d'environ 10s. Une grande partie de cette puissance est extraite par conduction des particules vers des tuiles inertielles de carbone spécialement conçues pour recevoir de très forts flux de chaleur. Pendant les expériences du JET, il est essentiel de mesurer le flux de chaleur reçu par les tuiles pour mieux comprendre et contrôler le dépôt de plasma sur la paroi qui l'entoure, mais aussi, et cela sera d'autant plus important pour le tokamak de prochaine génération ITER, pour des raisons de sécurité (intégrité de la machine).

Le JET est un tokamak (grand rayon du tore: $R=3.4\text{m}$ et petit rayon du tore : $r=0.8\text{m}$) qui a la particularité d'avoir un divertor axisymétrique. La fonction du divertor est de modifier les lignes de champ magnétique au bord du plasma pour isoler le plasma de la paroi interne et diriger les flux de particules et de chaleur vers une région adaptée pour recevoir et pomper les particules. C'est dans le divertor que l'interaction entre le plasma et la paroi est la plus importante. Le divertor du JET est situé dans le bas de la machine comme indiqué dans la figure 1, il est symétrique autour de l'axe principal du tore. Les composants face au plasma sont des tuiles de carbone assemblées côte à côte. Les lignes de champ magnétique sont indiquées par les traits bleus dans le schéma de connexion figure 1. Les flux de particules et de chaleur étant transportés le long des lignes de champ magnétique, c'est dans la région où les lignes de champ interceptent la paroi qu'il convient d'analyser le dépôt de flux de chaleur. Les tuiles que nous avons étudiées dans ce travail sont indiquées sur la figure 1 (cf. zones pleines interceptées par les deux lignes de champ magnétique). Le matériau constitutif des tuiles est un composite carbone-carbone orthotrope traversé par des filaments (*dumbbell*) en inconel, qui relient les tuiles au reste de la machine.

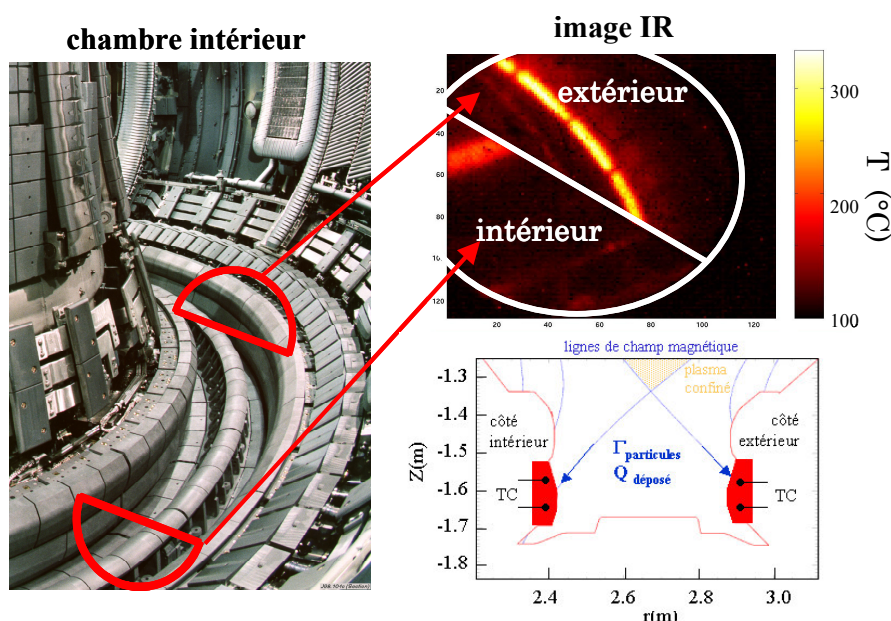


Figure 1: Chambre intérieure du tokamak JET. Image IR du divertor, côtés intérieur et extérieur. Schéma de connexion magnétique et tuiles du divertor JET.

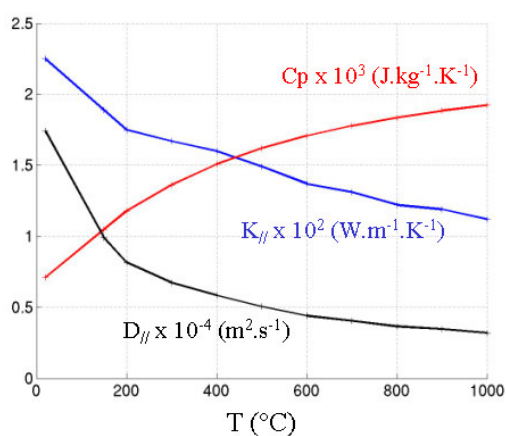


Figure 2: propriétés thermiques des tuiles CFC du divertor JET.

Les propriétés thermiques de ces tuiles sont indiquées sur la figure 2 ($\rho \sim 1820 \text{ kg/m}^3$). Les dimensions approximatives des tuiles sont : largeur = 17 cm, épaisseur = 4 cm, et longueur = 30 cm. Les tuiles du JET sont équipées de deux thermocouples (situés à une profondeur de 1cm comme indiqué dans [1]) et surveillées à l'aide d'une caméra infrarouge située dans le plan médian de la machine. Le champ de vision observé avec la caméra infrarouge est séparé, avec l'aide d'un miroir, en deux parties de façon à observer à la fois les côtés intérieur (fort champ magnétique) et extérieur (faible champ magnétique) du divertor.

2. Expériences du JET

Les principaux paramètres plasma de l'expérience analysée ici sont présentés dans la figure 3. Le plasma (gaz de deutérium pur) est allumé à $t = 40\text{s}$, la première partie du choc est ohmique (sans puissance additionnelle) et utilise un appui limiteur : c'est une phase de préchauffage et de formation du plasma. Le divertor est actionné dans la deuxième partie du choc à $t \sim 53\text{s}$. Le chauffage additionnel du plasma (injection de particules neutres) est utilisé avec cinq paliers de puissance pour étudier le dépôt de chaleur sur les tuiles du divertor [2].

Le courant plasma pendant la phase divertor est 2 MA, la densité électronique moyenne dans le plasma confiné est comprise entre $2,5$ et $3 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ et la température du plasma confiné est environ 1 keV (~ 11 millions de degrés). La puissance totale absorbée par le plasma est d'environ 8MW lors du dernier palier de puissance. La puissance rayonnée par le plasma étant environ égale à la moitié de la puissance injectée, cela signifie que la même proportion de puissance est conduite par les particules, notamment vers le divertor, comme indiqué précédemment.

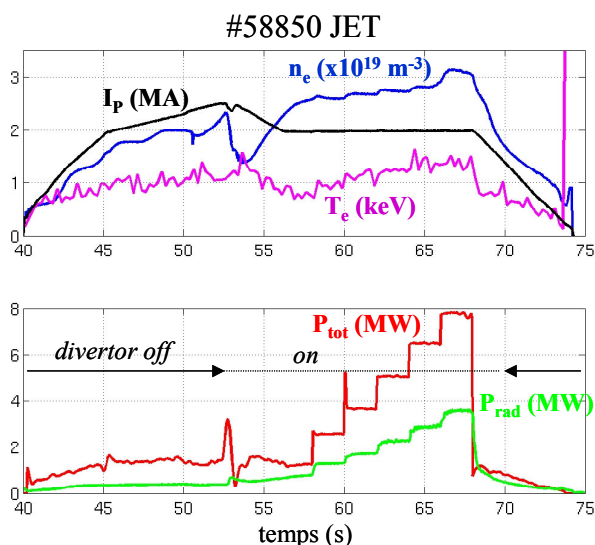


Figure 3: Principaux paramètres plasmas de la décharge JET #58850 : I_p = courant plasma, n_e = densité électronique, T_e = température électronique, P_{tot} = puissance injectée, P_{rad} = puissance rayonnée.

Les mesures des températures infrarouges (temps d'acquisition $\Delta t_{IR} = 15.9\text{ms}$ par image) et thermocouples ($\Delta t_{TC} = 50 \text{ ms}$) pour le choc présenté ci-dessus sont présentées figure 4. Les températures sont plus importantes du côté faible champ parce que le flux de chaleur est plus important de ce côté là. La variation brutale de la température de surface observée sur le côté fort champ ainsi que la différence des températures à la surface et dans la tuile (à $x=1\text{cm}$) sont attribuées à la présence de dépôts carbonés isolés thermiquement de leur substrat par un mauvais contact [3] (voir l'écart entre les courbes données IR et données TC de la figure 4b). Les mesures de températures du côté fort champ étant compliquées par la présence des dépôts carbonés, nous avons focalisé notre attention sur les mesures du côté faible champ magnétique (côté intérieur) où la surface exposée au plasma est supposée propre (zone d'érosion nette).

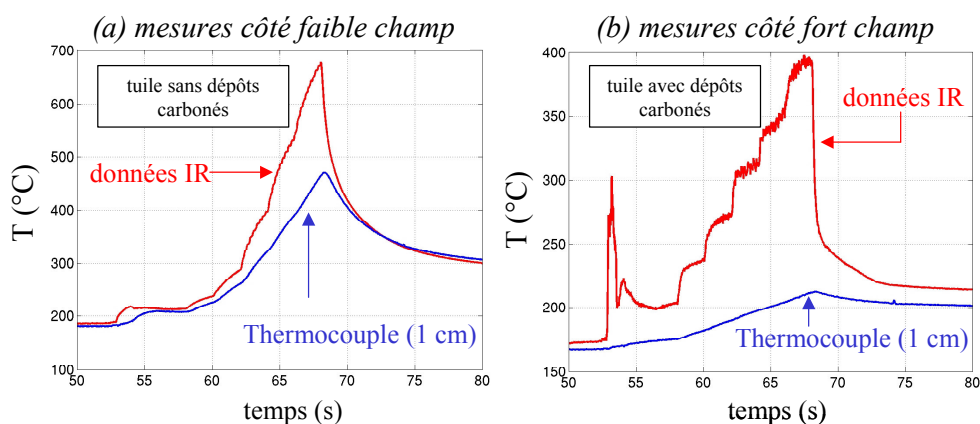


Figure 4: mesures des températures infrarouges et thermocouples des côtés faible (a) et fort (b) champ magnétique.

3. Calcul inverse de retour à la surface

De la mesure de la température il est possible par un calcul de transfert thermique de remonter au flux de chaleur déposé sur la paroi. Le calcul du flux de chaleur en utilisant la mesure de température infrarouge étant d'une part, souvent compliqué par la présence des dépôts carbonés, d'autre part, influencé par la sensibilité de la caméra infrarouge, nous voulons compléter ce calcul en utilisant la mesure des thermocouples.

Si la mesure de la température est localisée précisément où l'on cherche à estimer le flux de chaleur, le calcul du flux est direct et se fait en imposant la température de surface comme une condition de Dirichlet. Dans le cas de la mesure thermocouple, la mesure est éloignée physiquement de la position où se trouve le dépôt de chaleur et le calcul du flux rentre alors dans la catégorie des problèmes inverses. Nous proposons ici de remonter au flux de chaleur en faisant un calcul inverse de type différences finies 1D basé sur le principe de retour vers la surface [4]. Le calcul par Retour Vers la Surface (RVS) présente deux principaux avantages : 1) il permet de prendre en compte l'effet non-linéaire des propriétés thermiques des matériaux, 2) il permet de prendre en compte la condition limite en face arrière de la tuile. L'inconvénient du code est la dimension 1D du calcul qui ne permet pas de prendre en compte l'orthotropie du matériau. Ce calcul nous permettra dans un premier temps de faire un calcul inverse 1D non-linéaire pour comparaison avec les calculs directs issus des mesures infrarouges. Notons que la position du capteur ($x_{TC}=1\text{cm}$) donne dans nos conditions expérimentales un pas de temps caractéristique du caractère mal posé : $\Delta t_{\text{capteur}} = D_{//} \cdot \Delta t / x_{TC}^2 \approx 0.05$, avec $\Delta t = 50\text{ ms}$ (acquisition TC) et $D_{//}=10^{-4}\text{ m}^2\cdot\text{s}^{-1}$. Les conditions de faisabilité de l'inversion indiquées dans [4] sont vérifiées car $\Delta t_{\text{capteur}} > 10^{-2}$.

Le calcul RVS est un calcul de type différences finies, la tuile est représentée par un alignement de L mailles sur l'axe des x dans le sens de la profondeur, qui se subdivise en trois parties consécutives. Sur chaque nœud du système, l'équation de la chaleur (1D non-linéaire) est discrétisée en fonction des nœuds voisins, futurs, présents ou précédents. Dans une première étape, nous calculons le champ de température dans la région 'directe' située derrière le thermocouple. Il s'agit ici d'un calcul direct puisque les conditions aux limites de ce domaine sont connues. Une condition d'isolation est supposée en face arrière car les pertes convectives sont nulles (vide) et les pertes radiatives nettes sont négligeables, l'écart de température entre la surface arrière de la tuile et son environnement étant faible. La deuxième étape consiste à calculer le champ de température en remontant du thermocouple vers la surface. La troisième et dernière étape sert à déduire le flux de chaleur connaissant le gradient de température à l'aide d'un bilan d'énergie sur la première maille du système.

Dans la première partie du calcul, nous avons choisi, par souci de stabilité numérique, un schéma numérique implicite pur. Ce schéma numérique débouche sur la formation d'une matrice tridiagonale résolue avec l'algorithme de Thomas-Choleski. Dans la partie inverse du calcul, la discrétisation de l'équation de la chaleur avec la méthode des différences centrées nous permet d'exprimer la température sur la maille précédente $i-1$ et à un instant n , en fonction des températures futures, présentes et passées sur les mailles adjacentes où la température est connue [4]. Enfin, le bilan d'énergie à la surface nous

permet d'exprimer la densité de flux transmise à la tuile φ_0^n en fonction des températures sur les deux premières mailles, $i=1$ et $i=2$, aux instants n , $n+1$ et $n-1$. Le calcul RVS ainsi développé a été testé avec un jeu de températures simulées avec le code de calcul par éléments finis CAST3M [5]. Les résultats obtenus de façon linéaire et non-linéaire sont satisfaisants, le calcul RVS est validé en numérique.

4. Applications aux données expérimentales

Nous avons appliqué les modèles numériques en différences finies décrits ci-dessus, d'une part en calcul direct (avec les températures IR mesurées en surface), d'autre part en calcul inverse (RVS avec les mesures du TC à 1cm de profondeur dans la tuile du côté faible champ magnétique) pour le choc #58850. Les résultats sont présentés sur les figures 5 et 6 avec un pas de temps $\Delta t= 50$ ms et un maillage $\Delta x = 2$ mm (proche de la limite de stabilité de Fourier : $D_{//} \cdot \Delta t / \Delta x^2 \approx 0.6$) dans les deux régions 'directe' et 'inverse'.

Les températures à la surface ($x=1$ cm) obtenues avec le calcul RVS en utilisant les données du thermocouple sont présentées et comparées avec la température mesurée par le système infrarouge dans la figure 5. Un bon accord est obtenu dans les premières secondes du choc (jusqu'à ~ 65 s). Pour les temps plus longs, la température mesurée par l'infrarouge est supérieure à la température calculée avec RVS. Cette différence de température peut être expliquée principalement par l'orthotropie du matériau additionnée au caractère 2D du dépôt de flux.

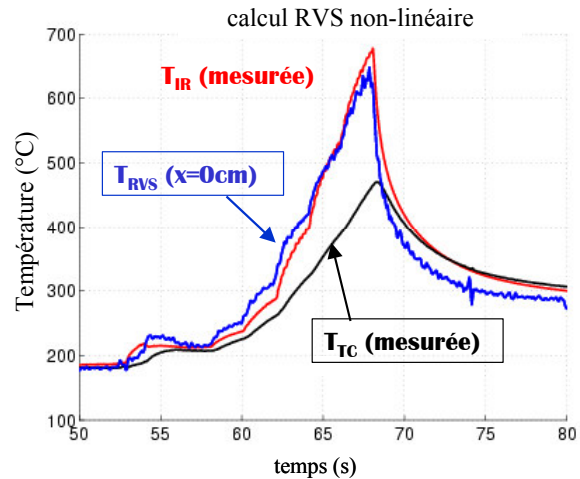


Figure 5: Températures mesurées et issues du calcul inverse RVS non-linéaire pour le choc #58850.

Les flux de chaleur obtenus à partir du bilan d'énergie à la surface sont présentés dans la figure 6 dans le cas d'un calcul linéaire (a) et non-linéaire (b). Dans le cas d'un calcul linéaire, les flux de chaleur calculés à partir des données IR et TC sont très proches au début du choc (i.e. aux faibles températures) puis s'écartent au fur et à mesure que le champ de température augmente. Le calcul non-linéaire permet d'accorder les deux calculs, dans ce cas les deux flux de chaleur obtenus sont très proches l'un de l'autre tout au long du choc. Notons que dans les deux cas, calcul RVS avec données IR ou TC, le flux de chaleur obtenu devient négatif après la coupure de la puissance (lorsque $t > 68$ s). Le flux négatif obtenu à partir des données IR seules était communément attribué à la présence d'un dépôt carboné isolé thermiquement [3].

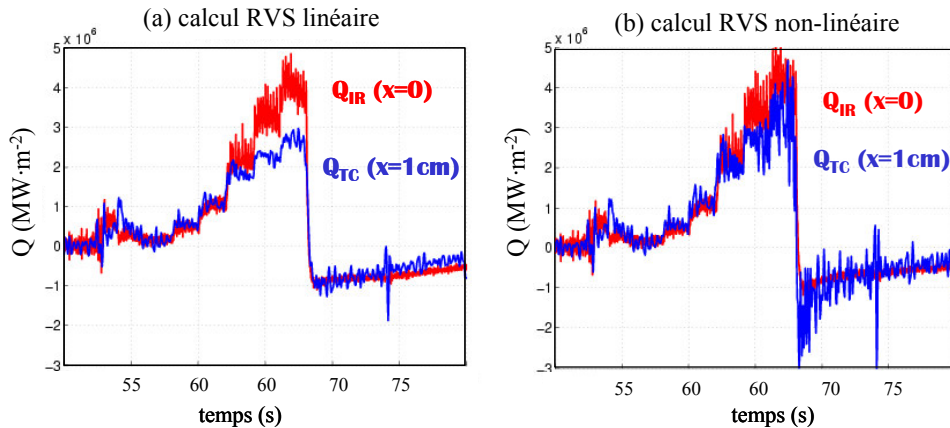


Figure 6: calcul inverse RVS linéaire (a) et non-linéaire (b) pour les données IR et TC.

Le fait que le calcul du flux de chaleur à partir des données des TC (insensibles aux dépôts) soit aussi négatif après la coupure de la puissance implique que les dépôts carbonés ne sont pas responsables des flux négatifs du côté faible champ. Cette hypothèse reste toutefois valable du côté fort champ où la mesure IR est dominée par ce phénomène. Le flux négatif observé sur la tuile côté faible champ est principalement expliqué par l'orthotropie du matériau additionné au caractère 2D du dépôt de flux (hypothèse vérifiée dans l'approche 2D linéaire [1]).

5. Conclusions

Un calcul résolvant un problème inverse de conduction de chaleur par Retour Vers la Surface a été développé pour utiliser les données thermocouples du JET. Ce calcul présente principalement deux avantages, il peut tenir compte de la non-linéarité du problème mais aussi de la dimension finie de la tuile. L'inconvénient est que le calcul ne prend pas en compte l'orthotropie du matériau et les effets bidimensionnels associés. L'application du calcul RVS aux données expérimentales du JET montre un bon accord entre les données IR et TC. Le fait que l'inversion des données des TC aboutissent aussi à un flux négatif après la coupure de la puissance démontre que les dépôts ne sont pas responsables du flux négatif sur la tuile côté faible champ. L'origine de ce flux négatif peut être expliquée par le caractère bi-dimensionnel du problème [1]. Le calcul inverse RVS utilisant les données TC pourra s'appliquer de façon générique à tout type de problème identique dans la mesure où le flux déposé est homogène et cela sans être perturbé par la présence des dépôts carbonés à la surface de la tuile (problème lié aux mesures IR).

Références:

- [1] J-L. Gardarein *et al.*, « Reconstruction de la forme du flux incident sur les composants face au plasma du tokamak JET : approche 2D linéaire », colloques SFT 2006.
- [2] Y. Corre *et al.*, Proc. 30th EPS Conf. St. Petersburg, 27A (2003) 164
- [3] P. Andrew *et al.*, 29th EPS Conf.on Contr. Fusion and Plasma Phys., June 2002
- [4] Martin RAYNAUD, « Le Problème Inverse de Conduction de Chaleur », Techniques de L'Ingénieur, Traité Génie énergétique, doc. BE 8 265.
- [5] CAST3M, voir <http://www-cast3m.cea.fr>