

# Méthode de Monte-Carlo Symbolique pour la caractérisation des propriétés thermiques : application à la méthode flash

## Symbolic Monte-Carlo method for the characterization of thermal properties : application to the flash method

Morgan SANS<sup>1\*</sup>, Stéphane BLANCO<sup>2</sup>, Cyril CALIOT<sup>3</sup>, Mouna EL HAFI<sup>1</sup>, Olivier FARGES<sup>4</sup>, Richard FOURNIER<sup>2</sup>, Léa PENAZZI<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Centre de Recherche d'Albi en génie des Procédés des Solides Divisés, de l'Energie et de l'Environnement, Campus Jarlard – 81000 Albi.

<sup>2</sup>Laboratoire Plasma et Conversion d'Energie, 118 route de Narbonne – 31077 Toulouse.

<sup>3</sup>Laboratoire de Mathématique et de leurs Applications, Allée du parc Montauray – 64600 Anglet.

<sup>4</sup>Laboratoire Énergie Mécanique Théorique et Appliquée, 2 Avenue de la Forêt de Haye - 54500 Vandœuvre-lès-Nancy

\*(auteur correspondant : morgan.sans@mines-albi.fr)

**Résumé** - Lors de la procédure de caractérisation, l'inverseur est contraint d'imaginer une expérience pouvant être simulée par un modèle suffisamment simple pour garantir une construction rapide de la solution. La méthode de Monte-Carlo Symbolique apparaît comme une méthode intéressante pour traiter les problèmes 3D multi-physiques notamment grâce à son insensibilité à la complexité géométrique, la fonction de transfert qu'elle permet de produire et sa capacité à fournir rapidement une solution pour différentes valeurs d'un paramètre thermophysique donné. Une mise en œuvre de la méthode de Monte-Carlo Symbolique est décrite et étudiée dans le cadre de la résolution d'un problème d'estimation de propriétés consistant à caractériser la diffusivité thermique par la méthode flash.

**Mots-clés** : Méthode de Monte-Carlo Symbolique ; Méthode stochastique ; Caractérisation thermique ; Modélisation multi-physiques ;

**Abstract** - During the characterization, the procedure required to imagine an experiment that can be simulated by a model simple enough to guarantee a quick construction of the solution. The Symbolic Monte-Carlo method appears to be an interesting method for dealing with multi-physical 3D problems, in particular due to its insensitivity to geometrical complexity, the transfer function it allows to produce and its capacity to quickly provide a solution for different values of a given thermophysical parameter. An implementation of the Monte-Carlo Symbolic method is described and studied within the framework of the resolution of a thermal properties identification problem consisting in characterizing the thermal diffusivity by the flash method.

**Keywords**: Symbolic Monte-Carlo method; Stochastic method; Thermal characterization; Multiphysical modelings;

## 1. Introduction

La caractérisation des propriétés thermophysiques des matériaux reposent toujours sur le tryptique : modèle direct, mesures expérimentales et algorithme d'inversion. Dans le cadre de problèmes d'inversions non-linéaires, la recherche d'optimum est réalisée itérativement et nécessite d'accéder répétitivement à la solution du modèle direct choisi. Ce constat contraint ainsi

l'inverseur à mettre en place une expérience pouvant être simulée par un modèle suffisamment simple pour garantir une construction de la solution qui soit suffisamment peu coûteuse en temps de calcul. Un compromis entre le niveau de complexité du modèle (hypothèses et conditions aux limites) et de l'expérience (matériaux utilisés et métrologie) est à réaliser. Cependant, la caractérisation de milieux complexes à haute température tels que les fibres [1], les mousses solides [2] ou les liquides silicatés [3] nécessite un besoin croissant de développement des outils numériques afin d'intégrer une plus grande complexité géométrique (problème 3D multi-couches) et le couplage multi-physiques des modes de transport de la chaleur (milieux semi-transparents).

Les développements récents de la méthode de Monte-Carlo permettent de proposer une solution efficace à ces besoins numériques [4]. La reformulation en espace de chemins de l'équation de la chaleur et des conditions aux limites du problème étudié fait apparaître la température en un point sonde du système et à un instant donné comme la résultante de la propagation de la chaleur à partir des différentes sources et conditions aux limites et initiale prises en compte aux temps précédents. L'estimation locale de la température est alors réalisée à partir de la construction de chemins de propagation évoluant, sans maillage volumique, dans la géométrie complexe 3D et prenant en compte le couplage de différents modes de transport comme la conduction, la convection/advection et le rayonnement [5]. La résolution est ainsi vue comme une marche aléatoire dans laquelle plusieurs chemins évaluent l'influence des sources surfaciques/volumiques et s'arrêtent lorsqu'une température connue comme la température initiale ou une condition aux limites de Dirichlet est atteinte. Le couplage de ces méthodes stochastiques aux outils de la communauté graphique permet de traiter aisément des géométries 3D complexes tandis que la construction de tels chemins permet d'intégrer naturellement le couplage des modes de transport.

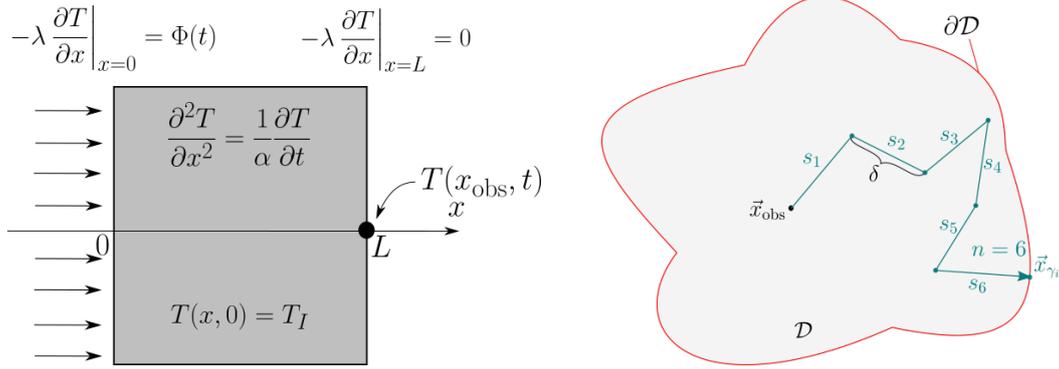
Très récemment, il a été montré que la fonction liant la température locale aux propriétés thermophysiques du modèle thermique (fonction de transfert) peut être estimée grâce à un archivage pertinent de l'information contenue dans les chemins construits lors de la résolution par MC [6]. Ainsi, l'estimation de la fonction est réalisée par un unique calcul d'un algorithme de Monte-Carlo, dit Symbolique, qui permettra, par la suite, la reconstruction de la solution pour n'importe quelle valeur de paramètre. De ce fait, la méthode de Monte-Carlo Symbolique (MCS) apparaît comme une méthode efficace pour la caractérisation thermophysique des matériaux. Un unique calcul MCS permet de stocker l'information suffisante pour réaliser rapidement l'ensemble de la procédure d'estimation. En transfert radiatif, cette démarche a par ailleurs été employé récemment pour l'identification de propriétés radiatives de matériaux hétérogènes [7]. Cependant, les études actuelles se limitent à une dépendance unique de cette fonction au coefficient de convection ou à la diffusivité dans le cas spécifique de conditions aux limites de Dirichlet.

La méthode MCS ouvrant de nouvelles possibilités dans le domaine de la caractérisation des propriétés thermophysiques des matériaux et tirant profit de la capacité de la méthode de Monte Carlo à traiter des configurations 3D multiphysiques complexes, nous proposons sa mise en œuvre sur le cas classique et académique de la méthode flash 1D. Après un bref rappel du problème thermique, nous explicitons la méthodologie associée à la résolution par la méthode de MCS et notamment la gestion de l'information portée par les chemins. Le modèle direct obtenu par MCS est validé par comparaison avec la méthode semi-analytique des quadripôles thermiques. Finalement, le couplage de la méthode MCS avec un algorithme de Newton est réalisé et permet l'estimation de la diffusivité thermique.

## 2. Méthode

### 2.1. Principe Monte-Carlo : cas flash 1D

La méthode *flash*, initialement développée par Parker en 1961 est une méthode couramment employée pour la mesure de la diffusivité thermique de matériaux. Elle consiste à exciter un échantillon à l'équilibre thermique  $T_I$  par une brève impulsion  $\Phi$ . L'évolution temporelle de la température sur la face opposée à l'excitation (technique face arrière) est mesurée puis comparée au modèle direct pour réaliser l'identification. Le problème thermique associé est représenté sur la figure 1a. L'échantillon est supposé homogène et opaque. Dans un cas "idéal", l'échantillon est parfaitement isolé (milieu adiabatique) et le flux est réparti de façon uniforme sur la face avant. Le transfert de chaleur peut alors être considéré comme unidirectionnel.



(a) Problème thermique associé à la méthode flash sans convection/rayonnement à la paroi

(b) Représentation graphique de la construction des chemins : passage aux dimensions supérieures

Figure 1 : Cas d'étude

Pour résoudre le problème thermique donné, une façon de procéder consiste à employer la méthode des différences finies. En utilisant un schéma d'Euler explicite (ordre 1) pour approcher la dérivée temporelle, et un schéma centré (ordre 2) pour la dérivée spatiale, l'équation de la chaleur devient :

$$\frac{T(x, t) - T(x, t - \tau)}{\tau} = \frac{\alpha}{\delta^2} (T(x + \delta, t - \tau) - 2T(x, t - \tau) + T(x - \delta, t - \tau)) \quad (1)$$

avec  $\delta$  le pas de discrétisation spatiale et  $\tau$  le pas de discrétisation temporelle. La température à la position  $x$  et au temps  $t$  s'exprime comme :

$$T(x, t) = \mu T(x + \delta, t - \tau) + (1 - 2\mu)T(x, t - \tau) + \mu T(x - \delta, t - \tau) \quad (2)$$

avec  $\mu = \frac{\alpha\tau}{\delta^2}$ . Pour cet exemple, la condition Courant-Friedrichs-Lewis (CFL) impose  $\mu \leq 1/2$  pour que le schéma explicite soit stable. Suivant cette condition, l'équation (2) peut être interprétée de façon probabiliste et être utilisée pour construire des chemins de propagation. L'équation (2) s'écrit comme :

$$T(x, t) = \mathcal{P}_d T(x + \delta, t - \tau) + \mathcal{P}_c T(x, t - \tau) + \mathcal{P}_g T(x - \delta, t - \tau) \quad (3)$$

Il est alors possible de réaliser la construction d'une marche reposant sur le maillage régulier 1D de pas  $\delta$  correspondant, avec  $\mathcal{P}_d$ ,  $\mathcal{P}_c$  et  $\mathcal{P}_g$  les probabilités respectivement associées à un calcul des températures  $T(x + \delta, t - \tau)$  (à droite),  $T(x, t - \tau)$  (au centre) et  $T(x - \delta, t - \tau)$  (à gauche). Chacune de ces températures au temps  $t - \tau$  étant inconnue, le procédé est

poursuivi de façon récursive jusqu'à ce qu'une température connue telle qu'une température à la frontière (Dirichlet) ou la température à l'instant initial soit atteinte. La température au point d'observation s'exprime comme l'espérance d'une variable aléatoire déterminée suivant la trajectoire construite. Classiquement, la méthode de Monte-Carlo consiste à générer un grand nombre  $N_{mc}$  de chemins qui permettra une estimation de la température comme :

$$\bar{T}(x_{obs}, t) = \frac{1}{N_{mc}} \sum_{i=1}^{N_{mc}} w_i \quad (4)$$

avec  $w_i$  le poids de l'algorithme de Monte-Carlo, *i.e.* les températures obtenues aux extrémités des chemins.

Afin de permettre l'interprétation algorithmique à utiliser dans tout le domaine, la méthode des différences finies est également appliquée aux conditions à la limite. Dans le cas du présent problème, en fixant  $\mu = 1/2$ , la température à la position d'intérêt  $x_{obs}$  s'écrit :

$$T(x_{obs}, t) = \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}(t \leq 0) \times T_I \\ + \\ \mathcal{H}(t > 0) \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}(x = 0) \times (T(x + \delta, t) + \Phi(t)\delta/\lambda) \\ + \\ \mathcal{H}(x = L) \times T(x - \delta, t) \\ + \\ \mathcal{H}(x \in \mathcal{D}) \times \left[ \frac{1}{2}T(x - \delta, t - \tau) + \frac{1}{2}T(x + \delta, t - \tau) \right] \end{array} \right\} \end{array} \right\} \quad (5)$$

La construction d'un chemin (*i.e.* une réalisation de l'algorithme) commence à la position  $x_{obs}$  et au temps d'intérêt  $t$ . La première étape consiste à vérifier que le temps alloué au chemin est supérieur à 0. Dans le cas contraire, la température initiale connue  $T_I$  est atteinte et l'algorithme s'arrête. Sinon, les différentes configurations spatiales sont traitées. Si le chemin se trouve sur une des deux frontières, il est replacé au sein du volume sans retrait de temps. Pour le cas précis de la frontière où l'excitation est appliquée, le poids de Monte-Carlo de ce chemin est incrémenté de la quantité  $\Phi(t)\delta/\lambda$  correspondant à la contribution du flux d'excitation. Enfin, si le chemin appartient au volume, il est déplacé à gauche ou à droite selon une probabilité de 1/2 et le temps associé à ce chemin est décrémenté de  $\tau = \frac{\delta^2}{2\alpha}$ . Dans le cas où la température reste inconnue, le procédé décrit par l'équation (5) est répété pour le nouveau temps et la nouvelle position.

En définissant  $x_\gamma^{(j)}$  la position d'un chemin donné  $\gamma$  qui a atteint la frontière excitée après  $j$  interactions avec cette dernière,  $\tau_\gamma^{(j)}$  le temps nécessaire pour parcourir ce chemin et  $p_\Gamma^{(j)}(x_\gamma^{(j)})$  la densité de probabilité nécessaire à l'échantillonnage d'un tel chemin, l'équation (5) peut s'écrire plus généralement comme :

$$T(x_{obs}, t) = \left\{ \begin{array}{l} \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(1)} \leq 0) \times T_I \\ + \\ \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(1)} > 0) \int_{D_\Gamma^{(1)}} p_\Gamma^{(1)}(x_\gamma^{(1)}) dx_\gamma^{(1)} \times [T(\delta, t - \tau_\gamma^{(1)}) + \Phi(t - \tau_\gamma^{(1)})\delta/\lambda] \end{array} \right\} \quad (6)$$

Ainsi, lors de la première interaction avec la frontière au temps  $t - \tau_\gamma^{(1)} > 0$ , le chemin est replacé en  $x = \delta$ , le poids de Monte-Carlo est incrémenté de  $\Phi(t - \tau_\gamma^{(1)})\delta/\lambda$  et la construction est poursuivie jusqu'à une seconde interaction au temps si  $t - \tau_\gamma^{(2)} > 0$  ou un arrêt de l'algorithme

dans le cas contraire. Au final, le poids de Monte-Carlo associé à une unique réalisation de l'algorithme peut alors s'écrire :

$$w_i = T_I + \sum_{j=1}^{J_i} \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(j)} > 0) \frac{\Phi(t - \tau_\gamma^{(j)})\delta}{\lambda} \quad (7)$$

avec  $J_i$  le nombre d'interactions avec la paroi associé à la réalisation  $i$ .

L'emploi d'une telle méthode pour la résolution d'un problème thermique aussi simple et comportant une solution semi-analytique peut sembler lourd. Cependant, il est à noter que le passage de la résolution d'un problème conductif 1D vers un problème conducto-convecto-radiatif 3D peut être réalisé aisément et assez directement en utilisant une marche sur une grille 3D (géométrie cubique) ou sur une sphère (géométrie complexe) [5] comme représenté sur la figure 1b dans le cas d'une marche à pas fixe.

## 2.2. Monte-Carlo Symbolique (MCS)

L'idée de la méthode MCS est d'archiver l'information suffisante pour être en mesure de reconstruire la solution pour n'importe quelle valeur de paramètre comme proposée dans [6]. D'après ce qui a été présenté précédemment, l'équation (6) peut s'écrire comme :

$$T(x_{obs}, t) = T_I + \sum_{j=1}^{+\infty} \underbrace{\int_{D_\Gamma^{(j)}} p_\Gamma^{(j)}(x_\gamma^{(j)}) dx_\gamma^{(j)}}_{\text{espace}} \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(j)} > 0) (\Phi(t - \tau_\gamma^{(j)})\delta/\lambda) \quad (8)$$

Chaque chemin  $x_\gamma^{(j)}$  est composé de  $n$  sauts de pas  $\delta$  ce qui implique une décrémentation du temps associé de  $n\tau = n\delta^2/2\alpha$ . Ainsi, s'il est possible de stocker le nombre de sauts nécessaires pour atteindre la frontière, le temps nécessaire pour parcourir ce chemin peut être déterminé pour n'importe quelle valeur de  $\alpha$ . Le poids de Monte-Carlo peut alors être estimé en post-traitement. L'équation (6) peut donc se ré-écrire :

$$T(x_{obs}, t) = T_I + \sum_{j=1}^{+\infty} \sum_{n=1}^{+\infty} p_N^{(j)}(n) \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(j)} > 0) (\Phi(t - \tau_\gamma^{(j)})\delta/\lambda) \quad (9)$$

avec  $p_N^{(j)}(n)$  la probabilité qu'un chemin atteigne la frontière correspondante pour la  $j^{\text{ème}}$  fois après  $n$  sauts. Cependant, même si cela est réalisable, l'estimation et l'archivage de toutes les densités de probabilités  $p_N^{(j)}(n)$  pour tous les ordres de passage  $j$  possibles représentent une quantité encore importante de données. De plus, le temps à retirer à chaque chemin est indépendant de l'ordre de passage  $j$ . En intervertissant les sommes, la grandeur d'intérêt s'écrit :

$$T(x_{obs}, t) = T_I + \sum_{n=1}^{+\infty} \sum_{j=1}^{+\infty} p_N^{(j)}(n) \mathcal{H}(t - \tau_\gamma^{(j)} > 0) (\Phi(t - \tau_\gamma^{(j)})\delta/\lambda) \quad (10)$$

$$= T_I + \sum_{n=1}^{+\infty} f_N(n) \mathcal{H}(t - \tau(n) > 0) (\Phi(t - \tau(n))\delta/\lambda) \quad (11)$$

avec  $f_N(n)$  une distribution du nombre d'interactions avec la frontière excitée pour un nombre de sauts donné et  $\tau(n) = n\tau = n\delta^2/2\alpha$  la décrémentation temporelle à appliquer à un chemin

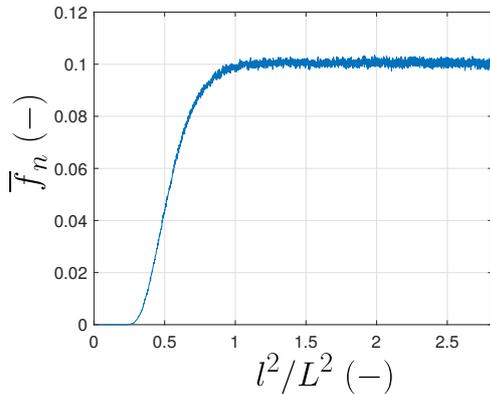
composé de  $n$  sauts, quelque soit le nombre de passage à cette frontière. La distribution  $f$  est estimée par MCS comme :

$$f_N(n) \approx \bar{f}_n = \frac{1}{N_{\text{mc}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{mc}}} \sum_{j=1}^{J_i} w_{i,n}^{(j)} = \frac{1}{N_{\text{mc}}} \sum_{i=1}^{N_{\text{mc}}} w_{i,n} \quad (12)$$

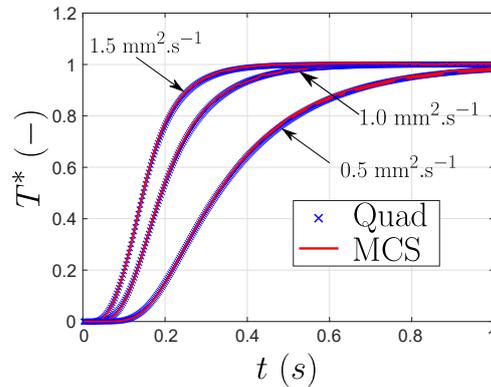
La reformulation du problème permet de faire apparaître la grandeur symbolique  $f_N$  que le MCS s'attache à calculer en archivant le nombre d'interactions avec la paroi à flux imposé et le nombre de sauts associé. En pratique, chaque chemin est construit comme décrit dans la section 2.1. pour un nombre  $N_{\text{max}}$  de sauts choisi. À chaque interaction avec la paroi excitée, un compteur associé au nombre de sauts  $n$  qu'il a fallu réaliser est incrémenté d'une unité. Ce procédé est répété pour un nombre  $N_{\text{mc}}$  de chemin. La figure 2a représente la distribution estimée par l'algorithme MCS en fonction de  $l^2/L^2$  avec  $l^2 = n\delta^2$  et pour  $N_{\text{mc}} = 10^6$  réalisations. Elle correspond à l'information minimum requise pour être à même de reconstruire la grandeur d'intérêt pour toute valeur de diffusivité et pour tout temps sans devoir relancer une procédure de construction des chemins. L'estimation de la température en face arrière est reconstruite comme :

$$\bar{T}(x_{\text{obs}}, t) = T_I + \sum_{n=1}^{N_{\text{max}}} \bar{f}_n \mathcal{H}(t - \tau(n) > 0) (\Phi(t - \tau(n))\delta/\lambda) \quad (13)$$

La figure 2b représente la température adimensionnée  $T^* = (T(x_{\text{obs}}, t) - T_I)/(T_{\text{max}} - T_I)$  (avec  $T_{\text{max}}$  la température maximum) en fonction du temps, calculée par la méthode MCS et la méthode des quadripôles thermiques pour trois valeurs de diffusivité thermique. La densité de flux appliquée est unitaire et varie temporellement selon une fonction porte de largeur 0.1s. L'échantillon considéré est de longueur  $L = 1\text{mm}$ . D'après la figure 2b, la réponse en face arrière est précisément reconstruite par la méthode MCS et est validée, sur ce cas simple, par comparaison avec une solution semi-analytique.



(a) Fonction estimée par MCS



(b) Température adimensionnée calculée par la méthode MCS et par la méthode des quadripôles thermiques

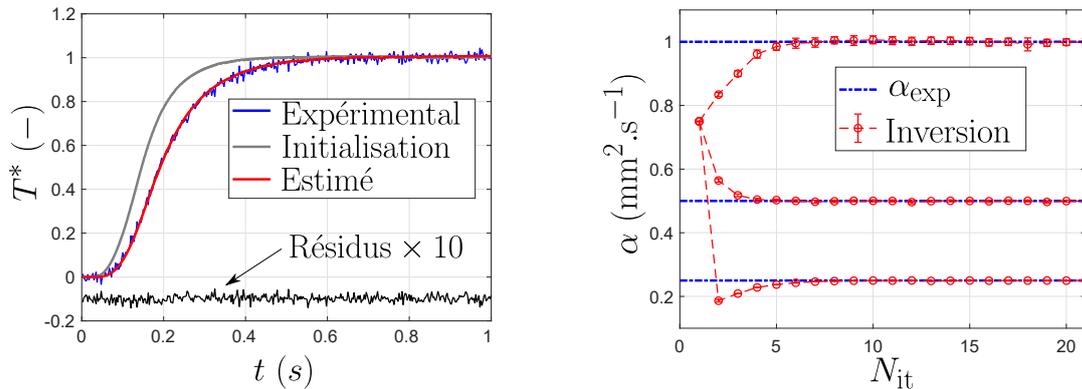
Figure 2 : Construction de la solution par la méthode MCS

Lors de l'estimation par MCS sur le problème thermique présent, les chemins peuvent théoriquement évoluer indéfiniment au sein de la géométrie dû à l'absence de conditions à la limite de type Dirichlet et l'inaccessibilité à l'information temporelle à cette étape du calcul. Ainsi, il est nécessaire de définir arbitrairement un nombre de saut maximum  $N_{\text{max}} > 2\alpha t_{\text{max}}/\delta^2$  suffisamment grand pour être en mesure de reconstruire la solution pour tout temps et pour des valeurs suffisamment grandes de diffusivité thermique lors de la procédure d'inversion.

En recourant à un type de marche adapté (cf. section 2.1), l'extension de la méthode MCS décrite ici vers le traitement d'une géométrie 3D complexe et la résolution d'un problème conducto-convecto-radiatif peut être réalisé de façon aisée et directe. Indépendamment de la complexité physique et géométrique à considérer, le même principe d'archivage de l'information peut être employé. Dans le cadre de l'utilisation d'une marche reposant sur une sphère en 2D ou 3D, une information supplémentaire, associée à des sauts tels que  $\delta_w < \delta$  en raison d'interactions avec des parois, sera à archiver mais ne pose pas de difficultés majeures.

### 3. Résultat

Les résultats présentés dans cette partie décrivent l'application de la méthode à un problème d'inversion. Une courbe expérimentale est simulée numériquement en ajoutant un bruit suivant une loi normale de moyenne nulle et d'écart-type  $1.0 \times 10^{-3}$  à la réponse normalisée en face arrière, obtenue par la méthode des quadripôles thermiques pour une diffusivité  $\alpha_{\text{exp}}$  connue (thermogramme représenté en bleu cf. figure 3a). La procédure d'estimation consiste à retrouver cette valeur. Pour cela, l'algorithme de Newton (unidirectionnel) est utilisé et la sensibilité est estimée par différence finie. Une diffusivité  $\alpha_0$  nécessaire à l'initialisation est fournie à l'algorithme (thermogramme correspondant représenté en gris) qui, itérativement, cherche à minimiser l'écart entre la solution obtenue par le modèle et la courbe expérimentale (bruitée). À chaque étape de cette procédure, un calcul de la solution pour différentes valeurs de diffusivité (sensibilité) est nécessaire et est réalisé rapidement par l'emploi de la méthode MCS. La solution obtenue après convergence de l'algorithme est représentée en rouge sur la figure 3a.



(a) Solution en face arrière reconstruite par MCS (résidus décalés de  $-0.1$  pour des questions de lisibilité)

(b) Pour trois diffusivités : diffusivité fixée pour la construction du thermogramme expérimental (en bleu) et diffusivité estimée à chaque itération de l'algorithme d'inversion

Figure 3 : Procédure d'inversion

La figure 3b représente les valeurs successives de diffusivité lors des différentes itérations de l'algorithme d'inversion pour trois *expériences numériques* différentes et une initialisation à  $\alpha_0 = 0.75 \text{mm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ . D'après les résultats observés, la valeur de diffusivité thermique expérimentale est précisément identifiée et l'ensemble de la procédure d'inversion peut être entièrement réalisée avec un unique calcul préalable de la méthode MCS.

### 4. Conclusion

Dans cette communication, une procédure de caractérisation de la diffusivité thermique par une méthode flash 1D est présentée. L'originalité de la démarche repose sur l'utilisation de la

méthode de Monte-Carlo Symbolique pour la résolution du problème thermique (modèle direct) nécessaire à l'estimation. Basée sur la construction stochastique de chemins, cette méthode consiste à archiver le minimum d'information utile à la reconstruction de la température locale (point-sonde) pour n'importe quelle valeur d'un paramètre donné. Ainsi, un unique calcul préalable sur le problème thermique d'intérêt permet de réaliser rapidement l'ensemble des différentes procédures d'inversion.

Sur le cas simple d'un problème de conduction 1D avec conditions aux limites de type Neumann, le formalisme et la méthodologie associés à la résolution par Monte-Carlo et Monte-Carlo Symbolique sont décrits. De plus, la solution du modèle direct calculée pour différentes valeurs de diffusivité thermique est validée par comparaison à la méthode des quadripôles thermiques. Enfin, dans le cadre d'une procédure de caractérisation thermique, l'utilisation de la méthode de Monte-Carlo Symbolique pour une estimation rapide et précise de la diffusivité est démontrée.

Grâce à une formulation en espace de chemin, ces travaux peuvent être aisément et assez directement étendus à la résolution de problèmes thermiques multi-physiques dans des géométries 3D complexes. Le principe d'archivage de l'information décrit ici permettra ainsi et, selon le même procédé, une réalisation rapide de la procédure d'inversion sans augmentation significative des temps de calculs couramment requis par le modèle direct. Les travaux futurs porteront, d'une part, sur l'extension de la méthodologie à des géométries 3D et au couplage des modes de transports conducto-convecto-radiatif et, d'autre part, sur l'estimation simultanée de plusieurs paramètres du problème thermique (par ex. diffusivité et coefficient de convection, ...).

## Références

- [1] Jannot, Y and Degiovanni, A and Schick, V and Meulemans, J, Apparent thermal conductivity measurement of anisotropic insulating materials at high temperature by the parallel hot-wire method, *International Journal of Thermal Sciences*, 160 (2021) 106672.
- [2] Sans, M. and Schick, V. and Parent, G. and Farges, O., Experimental characterization of the coupled conductive and radiative heat transfer in ceramic foams with a flash method at high temperature, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 148 (2020) 119077.
- [3] Schick, V and Rémy, B and Degiovanni, A and Demeurie, F and Meulemans, J and Lombard, P, Measurement of thermal conductivity of liquids at high temperature, *Journal of Physics : Conference Series*, 395 (2012) 012078.
- [4] Fournier, R and Blanco, S and Eymet, V and El Hafi, M and Spiesser, C, Radiative, conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm, *Journal of Physics : Conference Series*, 676 (2016) 012007.
- [5] Ibarrart, L and Caliot, C and El Hafi, M and Fournier, R and Blanco, S and Dutour, S and Dauchet, J and Tregan, J-M and Eymet, V and Forest, V, Combined conductive-convective-radiative heat transfer in complex geometry using the Monte Carlo method :application to heat solar receivers *International Heat Transfer Conference Digital Library*, (2018)
- [6] Penazzi, L and Blanco, S and Caliot, C and Coustet, C and El Hafi, M and Fournier, R and Galtier, M and Ibarrart, L and Roger, M, Toward the use of Symbolic Monte Carlo for Conduction-Radiation Coupling in Complex Geometries *International Heat Transfer Conference Digital Library*, (2019)
- [7] Maanane, Y and Roger, M and Delmas, A and Galtier, M and André, F, Symbolic Monte Carlo method applied to the identification of radiative properties of a heterogeneous material *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, (2019) 107019