



**HAL**  
open science

## Synthèse d'images infrarouges sans calcul préalable du champ de température

Vincent Eymet, Forest Vincent, Benjamin Piaud, Christophe Coustet, Richard A Fournier, Stéphane Blanco, Loris Ibarrart, Jean-Marc Tregan, Pascal Lavieille, Cyril Caliot, et al.

► **To cite this version:**

Vincent Eymet, Forest Vincent, Benjamin Piaud, Christophe Coustet, Richard A Fournier, et al.. Synthèse d'images infrarouges sans calcul préalable du champ de température. SFT 2019 - 27ème Congrès Français de Thermique, Jun 2019, Nantes, France. pp.153-160. hal-02419604

**HAL Id: hal-02419604**

**<https://hal.science/hal-02419604v1>**

Submitted on 19 Dec 2019

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Synthèse d'images infrarouges sans calcul préalable du champ de température

Vincent Eymet<sup>1\*</sup>, Vincent Forest<sup>1</sup>, Benjamin Piaud<sup>1</sup>, Christophe Coustet<sup>1</sup>, Richard Fournier<sup>2</sup>, Stéphane Blanco<sup>2</sup>, Loris Ibarrart<sup>2</sup>, Jean-Marc Trégan<sup>2</sup>, Pascal Lavieille<sup>2</sup>, Cyril Caliot<sup>3</sup>, Mouna El Hafi<sup>4</sup>, Jean-Jacques Bézian<sup>4</sup>, Rémi Bouchié<sup>5</sup>, Mathieu Galtier<sup>6</sup>, Maxime Roger<sup>6</sup>, Jérémie Dauchet<sup>7</sup>, Olivier Farges<sup>8</sup>, Christophe Péniguel<sup>9</sup>, Isabelle Rupp<sup>9</sup>, Geneviève Eymet<sup>10</sup>

<sup>1</sup> Méso-Star - 8 rue des Pêcheurs, 31410 Longages

<sup>2</sup> LAPLACE, Univ. Paul Sabatier, 118 Route de Narbonne, 31062 Toulouse cedex 9

<sup>3</sup> PROMES - CNRS. 7, rue du four solaire, 66120 Font-Romeu Odeillo

<sup>4</sup> RAPSODEE - Campus Jarlard, Route de Teillet, 81013 Albi CT cedex 9

<sup>5</sup> Université Paris Est – CSTB, 84 Avenue Jean Jaurès, Champs-sur-Marne  
77447 Marne-la-Vallée Cedex 2

<sup>6</sup> CETHIL, Bât. Sadi-Carnot, 9, rue de la Physique, Campus LyonTech La Doua  
69621 Villeurbanne cedex

<sup>7</sup> Université Clermont Auvergne, CNRS, SIGMA Clermont  
Institut Pascal, F-63000 Clermont–Ferrand

<sup>8</sup> Université de Lorraine, LEMTA, UMR 7563, Vandoeuvre-lès-Nancy

<sup>9</sup> EDF R&D, 6 quai Watier 78401 Chatou

<sup>10</sup> Lycée Victor Hugo, 81600 Gaillac

\*(auteur correspondant : vincent.eymet@meso-star.com)

**Résumé** - Nous présentons un ensemble d'algorithmes statistiques permettant d'effectuer le rendu d'une image thermique, en régime instationnaire, dans une scène quelconque. Simuler le signal reçu par chaque pixel de la caméra consiste à propager les sources thermiques (conditions aux limites et initiales) par les phénomènes de conduction, convection et rayonnement. La technique ne nécessite pas un calcul préalable du champ de température en tout point de la scène et en tout temps. Un exemple en géométrie complexe est présenté, et qualitativement comparé à une prise de vue.

## Nomenclature

$\mathcal{D}_S$	volume solide connexe	$\zeta$	coefficient d'échange volumique
$\partial\mathcal{D}_S$	frontière de $\mathcal{D}_S$	$\nu$	nombre d'onde
$\mathcal{D}_F$	volume de fluide connexe	$\epsilon$	émissivité
$\partial\mathcal{D}_F$	frontière de $\mathcal{D}_F$	$\Phi$	fonction de phase
$\mathcal{V}_F$	volume de $\mathcal{D}_F$	$k_a$	coefficient d'absorption
$\mathcal{S}_F$	surface de $\mathcal{D}_F$	$k_s$	coefficient de diffusion
$\mathbf{x}$	vecteur position	$k_{ext}$	coefficient d'extinction
$\mathbf{u}$	vecteur direction	$B$	fonction de Planck
$t$	temps	$L$	luminance
$\rho$	masse volumique	$\theta$	température
$C$	capacité calorifique massique	$Q$	débit volumique de fluide
$\lambda$	conductivité thermique		
$h$	coefficient d'échange surfacique		

## 1. Introduction

La production d'images de synthèse dans le domaine infrarouge peut être utilisée afin de valider expérimentalement les modèles utilisant des géométries complexes et incluant des matériaux

à propriétés thermiques réalistes. Nous proposons une méthodologie permettant le rendu infrarouge de scènes complexes, tant au niveau de la géométrie que des propriétés physiques. L'approche présentée est issue d'un travail collectif qui a permis le développement d'algorithmes statistiques *meshless* permettant la simulation des transferts radiatifs dans les milieux hétérogènes, sans précalcul des propriétés optiques du milieu [2, 3, 4]. Une des conséquences est qu'il n'est pas nécessaire de calculer le champ de température en toute position et à tout instant dans la scène préalablement à l'étape de rendu.

La première partie présente la technique de rendu, qui consiste à calculer le flux radiatif incident sur chaque pixel de l'image par une méthode de Monte-Carlo. L'algorithme correspondant échantillonne des lignes de visée depuis la caméra virtuelle et en direction de la scène<sup>1</sup>. Le poids de Monte-Carlo obtenu à l'issue de chaque réalisation est une température échantillonnée dans la scène. De façon générale, ces températures ne sont pas connues. La seconde partie de l'article présente les algorithmes statistiques à récursivité croisée (voir [5]) qui permettent de simuler dans l'espace et dans le temps des trajectoires thermiques (illustration sur la figure 1) au cours desquelles sont échantillonnés les phénomènes de rayonnement, de convection et de conduction. A l'issue de chaque trajectoire, le poids de la réalisation est soit une condition initiale, soit une condition aux limites du système.

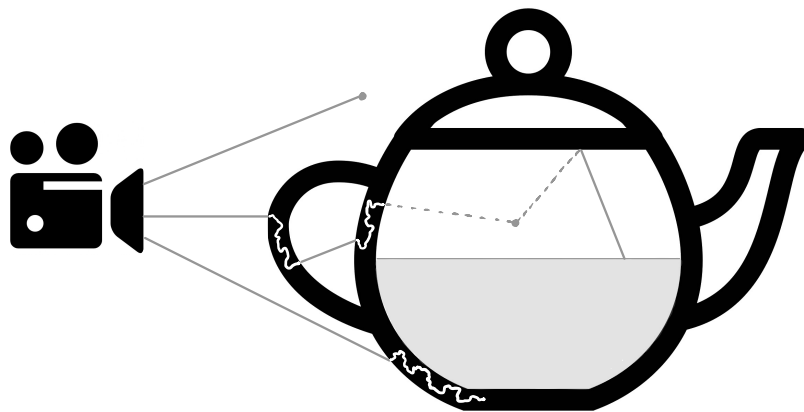


Figure 1 : *Illustration des algorithmes statistiques présentés*

Dans l'exemple de la figure 1, une théière est placée dans le champ de la caméra. Les sources thermiques sont : la température initiale en tout point, la température de l'air environnant et la température du liquide contenu dans la théière. Trois rayons issus de la caméra sont représentés (traits pleins). Le premier s'arrête dans le milieu environnant, ce qui n'est possible que pour les milieux participants semi-transparentes, et le poids de la réalisation est la température de l'air. Le second rayon intersecte une paroi, et une branche conductive est sélectionnée (trajet interne au solide). La marche aléatoire ressort du solide, puis une branche radiative est échantillonnée. Après intersection avec une autre paroi, un second trajet conductif est effectué, après quoi c'est une branche convective qui est sélectionnée (trait en pointillés). Une position sur la surface du domaine fluide (volume d'air) est échantillonnée sur le sommet de la voûte; une branche radiative est échantillonnée, et le rayon intersecte la surface du liquide, dont la température, connue, constitue le poids de la réalisation. Le troisième rayon rencontre une paroi, et une

1. La formulation de cet algorithme est dite *reverse* : les trajectoires sont issues de la position où la grandeur est recherchée, pour des raisons de convergence numérique; ainsi, les positions d'absorption de ces trajets correspondent à des émissions dans une formulation directe.

marche conductive démarre ; mais le trajet diffusif est très long et la condition initiale est finalement atteinte : le poids de cette réalisation est la température initiale de la théière.

## 2. Production de l'image de synthèse

Le calcul d'une image de synthèse consiste à simuler la température de brillance (température équivalent corps noir)  $\theta_R(\mathbf{x}, t)$  pour chaque pixel de l'image.

Les configurations ici étudiées correspondent à la situation suivante : la caméra virtuelle est placée dans un milieu fluide (par exemple de l'air) potentiellement absorbant et diffusif dans la plage spectrale infrarouge. La scène est constituée d'un ensemble de volumes solides  $\mathcal{D}_S$  et fluides  $\mathcal{D}_F$  connexes et homogènes. Nous faisons l'hypothèse que les domaines de fluide sont homogènes en température, et que le fluide est continuellement renouvelé par un débit volumique  $Q_F$  de fluide identique, à la température  $\theta_N$ .

Le point fondamental ici est que la température des domaines de solide et de fluide peut être soit connue (condition aux limites), soit **inconnue** : la simulation est effectuée de façon générale pour un instant  $t$  arbitraire, et la température initiale  $\theta_I$  en chaque point de la scène est connue (condition initiale). Afin d'établir un algorithme statistique permettant de calculer  $\theta_R(\mathbf{x}, t)$ , il faut considérer le flux radiatif net sur une surface donnée :

$$\phi_R(\mathbf{x}, t) = \epsilon(\mathbf{x}) \int_{2\pi^+(\mathbf{n}(\mathbf{x}))} \frac{|\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x})|}{\pi} d\omega(\mathbf{u}) \left\{ \int_0^{+\infty} \pi L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u}) d\nu - \sigma \theta_B(\mathbf{x}, t)^4 \right\} \quad (1)$$

avec  $\theta_B(\mathbf{x}, t)$  la température de la surface pour la position où le flux est défini.

La luminance  $L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u})$  est la solution de l'équation de transfert radiatif en milieu absorbant / émissif et diffusif : il s'agit, pour chaque ligne de visée  $(\mathbf{x}, \mathbf{u})$ , de la somme des puissances radiatives : 1- émise par le milieu, 2- émise par les parois et 3- diffusée par le milieu dans la ligne de visée, et atténuées jusqu'en  $\mathbf{x}$ . Après reformulation de ces trois termes, nous arrivons finalement à l'expression 2 (le détail peut se trouver dans [1]).

$$\begin{aligned} L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u}) = & \int_0^{+\infty} ds k_{ext,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u}) e^{-\int_0^s k_{ext,\nu}(\mathbf{x} + s'\mathbf{u}) ds'} \left\{ \right. \\ & \left[ \frac{k_{a,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})}{k_{ext,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})} \sum_{i=1}^{N_a} \frac{h_{a,\nu,i}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})}{k_{a,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})} B_\nu(\theta_F(\mathbf{x} + s\mathbf{u})) \right. \\ & + \frac{k_{s,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})}{k_{ext,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})} \sum_{i=1}^{N_s} \frac{h_{s,\nu,i}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})}{k_{s,\nu}(\mathbf{x} + s\mathbf{u})} \int_{4\pi} \Phi_{\nu,i}(\mathbf{u}, \mathbf{u}') L_\nu(\mathbf{x} + s\mathbf{u}, -\mathbf{u}') d\omega(\mathbf{u}') \left. \right] \mathcal{H}(\mathbf{x} + s\mathbf{u} \in \mathcal{D}_F) \\ & + \left[ \epsilon_\nu(\mathbf{x}_{int}) B_\nu(\theta_B(\mathbf{x}_{int})) \right. \\ & \left. + (1 - \epsilon_\nu(\mathbf{x}_{int})) \int_{2\pi^+(\mathbf{n}(\mathbf{x}_{int}))} BRDF(\mathbf{u}, \mathbf{u}') |\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_{int})| L_\nu(\mathbf{x}_{int}, -\mathbf{u}') d\omega(\mathbf{u}') \right] \mathcal{H}(\mathbf{x} + s\mathbf{u} \cap \partial\mathcal{D}_F) \left. \right\} \quad (2) \end{aligned}$$

Cette formulation a été généralisée :

- le coefficient d'absorption monochromatique  $k_{a,\nu}$  est la somme de  $N_a$  contributions  $h_{a,\nu,i}$  ; par exemple, la contribution à  $k_{a,\nu}$ , soit d'une transition énergétique, soit d'une variété de particules solides.
- le coefficient de diffusion monochromatique  $k_{s,\nu}$  est la somme de  $N_s$  contributions  $h_{s,\nu,i}$  ; par exemple, la contribution à  $k_{s,\nu}$  d'une famille de particules diffusives (nuage, brouillard, pluie, grêle, neige, etc) ou d'une espèce gazeuse (diffusion Rayleigh).

La relation 2 montre que la luminance  $L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u})$  peut être évaluée statistiquement en générant des trajets optiques depuis la position  $\mathbf{x}$ , dans la direction  $\mathbf{u}$ . Ces trajets optiques sont constitués de segments entre des positions de diffusion (en volume) et de réflexion (en paroi). Ils ne s'arrêtent que lors d'un événement d'absorption / émission (en volume ou en paroi), et le poids de la réalisation est  $B_\nu(\theta_\gamma)$  avec  $\theta_\gamma$  la température obtenue à la fin du trajet optique  $\gamma$ . La luminance  $L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u})$  est donc une moyenne de luminances de Planck évaluées pour la température de fin de trajet, dans l'espace des trajectoires  $\Gamma$  à considérer :

$$L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u}) = \int_{\Gamma} p(\gamma) d\gamma \left\{ B_\nu(\theta_\gamma) \right\} \quad (3)$$

Où  $p(\gamma)$  symbolise la suite d'échantillonnages statistiques à effectuer pour l'évaluation de  $L_\nu(\mathbf{x}, -\mathbf{u})$  (relation 2). En injectant la relation 3 dans 1, et après intégration angulaire et spectrale sous hypothèse de milieu gris :

$$\phi_R(\mathbf{x}, t) = \epsilon(\mathbf{x}) \sigma \left[ \int_{\Gamma} p(\gamma) \theta_\gamma^4 d\gamma - \theta_B(\mathbf{x}, t)^4 \right] \quad (4)$$

Et par linéarisation autour d'une température de référence  $\theta_{ref}$  :

$$\begin{cases} \phi_R(\mathbf{x}, t) \approx 4\epsilon(\mathbf{x}) \sigma \theta_{ref}^3 \left[ \theta_R(\mathbf{x}, t) - \theta_B(\mathbf{x}, t) \right] \\ \theta_R(\mathbf{x}, t) = \int_{\Gamma} p(\gamma) \theta_\gamma d\gamma \end{cases} \quad (5)$$

La relation 2 n'est donnée que pour indiquer la suite d'échantillonnages statistiques impliqués dans l'algorithme de calcul de la température radiative  $\theta_R$ ; bien que cette relation soit formulée de façon monochromatique et pour un milieu inhomogène, la suite des développements présentés ici utiliseront les hypothèses de milieu gris et homogène par domaine. Dans le cadre de ces hypothèses, l'algorithme de Monte-Carlo correspondant au calcul de  $\theta_R$  (relations 5) est :

#### Évaluation de la température radiative $\theta_R(\mathbf{x}, t)$ (algorithme T0)

- échantillonnage d'une longueur  $s$  sur  $[0, +\infty)$  selon la densité de probabilité  $k_{ext,\nu} \exp(-k_{ext,\nu} s)$  et identification de la position de collision  $\mathbf{x} + s\mathbf{u}$ .
- dans le cas où la position de collision est dans le domaine fluide ( $\mathcal{H}(\mathbf{x} + s\mathbf{u} \in \mathcal{D}_F) = 1$ ) :
  1. une fraction  $\frac{k_{a,\nu}}{k_{ext,\nu}}$  des collisions sont des absorptions / émissions : il faut alors échantillonner une contribution  $i$  parmi les  $N_a$  composantes de  $k_{a,\nu}$ , et le poids de la réalisation est  $\theta_\gamma$ , la température locale du milieu pour la position de collision.
  2. la fraction complémentaire  $\frac{k_{s,\nu}}{k_{ext,\nu}}$  des collisions sont des diffusions, auquel cas il faut maintenant échantillonner une contribution  $i$  parmi les  $N_s$  composantes de  $k_{s,\nu}$ , puis échantillonner une nouvelle direction de propagation  $\mathbf{u}'$  selon la fonction de phase locale  $\Phi_{\nu,i}(\mathbf{u}, \mathbf{u}')$  de l'espèce diffuseuse  $i$  (le trajet optique continue).
- dans le cas où la position de collision n'est pas dans le domaine fluide : la ligne de visée  $(\mathbf{x}, \mathbf{u})$  rencontre une paroi en  $\mathbf{x}_{int}$  ( $\mathcal{H}(\mathbf{x} + s\mathbf{u} \cap \partial\mathcal{D}_F) = 1$ ) :
  1. une fraction  $\epsilon_\nu(\mathbf{x}_{int})$  des collisions en  $\mathbf{x}_{int}$  sont des absorptions / émissions : le poids de la réalisation est alors  $\theta_\gamma$ , la température locale en paroi, pour la position  $\mathbf{x}_{int}$ .
  2. la fraction complémentaire  $1 - \epsilon_\nu(\mathbf{x}_{int})$  des collisions sont des réflexions, auquel cas il faut échantillonner une nouvelle direction de propagation  $\mathbf{u}'$  selon  $|\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n}(\mathbf{x}_{int})| BRDF(\mathbf{u}, \mathbf{u}')$

En milieu participant inhomogène, la formulation 2 donne lieu à un algorithme de collision nulle non détaillé ici. Le lecteur pourra se référer aux publications ayant détaillé ces algorithmes ([1, 2, 3]).

Nous voyons, d'après l'algorithme T0, qu'il convient de connaître la température  $\theta_\gamma$  en tout point de la scène (dans un milieu semi-transparent, ou en paroi d'un solide). Une approche possible serait d'évaluer le champ de température dans toute la scène par une simulation des transferts thermiques. Dans ce travail, ce n'est pas le cas : le champ de température *n'est pas évalué préalablement à la simulation de l'image*. La température en toute position des différents domaines de solide ou de fluide présents dans la scène peut être connue (conditions aux limites), mais peut également être inconnue. La suite de cet article est dévolue à la description d'un ensemble d'algorithmes statistiques (voir [5]) permettant d'évaluer la température en toute position d'un domaine solide ou fluide, ou d'une frontière entre deux domaines, pour n'importe quelle valeur du temps.

### 3. Modélisation des transferts thermiques couplés

L'algorithme T1 précédemment décrit ne s'arrête que lors d'une absorption / émission : soit en volume, auquel cas il faut accéder à  $\theta_\gamma = \theta_F$  la température du fluide pour la position finale, soit en paroi, auquel cas il faut accéder à  $\theta_\gamma = \theta_B$  la température de paroi pour la position atteinte.

Comme mentionné précédemment, le champ de température dans la scène, à l'instant considéré, n'a pas été évalué numériquement dans un calcul préalable à la production de l'image de synthèse; deux cas se présentent : soit  $\theta_\gamma$  est une condition aux limites connue, auquel cas la réalisation s'arrête, soit cette température est inconnue. Dans ce second cas, nous nous intéressons maintenant à l'évaluation statistique d'une température ( $\theta_F(\mathbf{x}, t)$  dans un volume de fluide ou  $\theta_B(\mathbf{x}, t)$  en paroi) pour une position et une date connues.

- $\theta_F(\mathbf{x}, t)$  : l'évolution temporelle de cette température obéit à la conservation de l'énergie, pour un fluide semi-transparent participant pour lequel on définit un coefficient d'échange radiatif volumique linéarisé sous hypothèse de milieu gris  $\zeta = 16k_a\sigma\theta_{ref}^3$  :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mathbf{x} \in \mathcal{D}_F, t \in [t_I, +\infty) : \rho_F C_F \mathcal{V}_F \frac{\partial \theta_F(t)}{\partial t} = \rho_F C_F Q_F (\theta_N - \theta_F(t)) \\ + \int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) (\theta_R(\mathbf{x}, t) - \theta_F(t)) dV_F(\mathbf{x}) + \int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) (\theta_B(\mathbf{x}, t) - \theta_F(t)) dS_F(\mathbf{x}) \\ \mathbf{x} \in \mathcal{D}_F, t = t_I : \theta_F(t) = \theta_I \end{array} \right. \quad (6)$$

De solution :

$$\left\{ \begin{array}{l} \theta_F(t) = \int_0^{+\infty} \alpha_F e^{-\alpha_F \tau} d\tau \left\{ \mathcal{H}(t - \tau < t_I) \theta_I + \mathcal{H}(t - \tau > t_I) \beta_F(t - \tau) \right\} \\ \alpha_F = \frac{\int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) dS_F(\mathbf{x}) + \rho_F C_F Q_F}{\rho_F C_F \mathcal{V}_F} \\ \beta_F(t) = \frac{\int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) \theta_R(\mathbf{x}, t) dV_F(\mathbf{x}) + \int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) \theta_B(\mathbf{x}, t) dS_F(\mathbf{x}) + \rho_F C_F Q_F \theta_N}{\int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) dV_F(\mathbf{x}) + \int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) dS_F(\mathbf{x}) + \rho_F C_F Q_F} \end{array} \right. \quad (7)$$

- $\theta_B(\mathbf{x}, t)$  en une position  $\mathbf{x}$  sur une frontière où la normale  $\mathbf{n}$  à la paroi est, par convention, orientée vers le domaine fluide : l'évolution temporelle de cette température obéit à la conservation du flux en paroi, où est défini localement  $h_R(\mathbf{x}, t) = 4\epsilon(\mathbf{x})\sigma\theta_{ref}^3$ , un coefficient d'échange par rayonnement linéarisé autour de la température de référence  $\theta_{ref}$  (voir relation 5).

$$\mathbf{x} \in \partial \mathcal{D}_F, t \in [t_I, +\infty[ : -\lambda_s \nabla \theta_S(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n} = h_F(\mathbf{x}, t) (\theta_F(\mathbf{x}, t) - \theta_B(\mathbf{x}, t)) + h_R(\mathbf{x}, t) (\theta_R(\mathbf{x}, t) - \theta_B(\mathbf{x}, t)) \quad (8)$$

On voit donc apparaître les algorithmes suivants :

**Évaluation de la température de fluide  $\theta_F(t)$  (algorithme T1)**

— échantillonnage d'une durée  $\tau$  selon  $\alpha_F e^{-\alpha_F \tau}$  (relation 7); deux cas se présentent :

1. si  $\tau > t - t_I$ , la condition initiale a été atteinte : le poids de la réalisation est la température initiale du fluide  $\theta_I$  connue.
2. sinon, le temps prend une nouvelle valeur  $t - \tau$ , il faut évaluer la fonction  $\beta_F(t)$  : il y a une probabilité  $\frac{\rho_F C_F Q_F}{\int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) dV_F(\mathbf{x}) + \int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) dS_F(\mathbf{x}) + \rho_F C_F Q_F}$  de retenir la température du fluide de renouvellement  $\theta_N$ , connue (et la réalisation s'arrête), une probabilité  $\frac{\int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) dV_F(\mathbf{x})}{\int_{\mathcal{D}_F} \zeta(\mathbf{x}) dV_F(\mathbf{x}) + \int_{\partial \mathcal{D}_F} h_F(\mathbf{x}, t) dS_F(\mathbf{x}) + \rho_F C_F Q_F}$  de retenir la température radiative  $\theta_R(\mathbf{x}, t)$  pour une position  $\mathbf{x}$  échantillonnée dans le volume du domaine  $\mathcal{D}_F$  (algorithme T0), et une probabilité complémentaire de retenir la température de paroi  $\theta_B(\mathbf{x}, t)$  pour une position  $\mathbf{x}$  échantillonnée sur la frontière  $\partial \mathcal{D}_F$ ; soit cette température est connue, auquel cas la réalisation s'arrête, soit elle est inconnue et il faut maintenant faire appel à l'algorithme permettant d'évaluer une température d'interface solide-fluide (T2).

**Évaluation de la température d'interface solide-fluide  $\theta_B(\mathbf{x}, t)$  (algorithme T2)**

On utilise la discrétisation de  $\nabla \theta_S(\mathbf{x}, t) \cdot \mathbf{n}$  à l'aide d'un pas  $\delta$  dans la relation 8 pour échantillonner une branche fluide au prorata de la probabilité  $\frac{h_F(\mathbf{x}, t)}{h_F(\mathbf{x}, t) + h_R(\mathbf{x}, t) + \lambda_S / \delta}$ , une branche radiative au prorata de la probabilité  $\frac{h_R(\mathbf{x}, t)}{h_F(\mathbf{x}, t) + h_R(\mathbf{x}, t) + \lambda_S / \delta}$ , et une branche conductive au prorata de la probabilité complémentaire  $\frac{\lambda_S / \delta}{h_F(\mathbf{x}, t) + h_R(\mathbf{x}, t) + \lambda_S / \delta}$  :

- dans le cas de la branche fluide, le poids de la réalisation est la température du fluide  $\theta_F(t)$ . Si cette température est connue (condition aux limites) alors la réalisation s'arrête ; si elle est inconnue, alors il faut faire appel à l'algorithme permettant d'évaluer une température de fluide (T1).
- dans le cas de la branche radiative, le poids de la réalisation est la température de rayonnement  $\theta_R(\mathbf{x}, t)$  (algorithme T0).
- dans le cas de la branche conductive, le poids de la réalisation est la température dans le solide  $\theta_S(\mathbf{x} - \delta \mathbf{n}, t)$  (la normale étant orientée vers le domaine fluide). Apparaît donc la nécessité d'un algorithme supplémentaire afin de calculer une température  $\theta_S(\mathbf{x}, t)$  en n'importe quelle position et à n'importe quel instant dans un solide (algorithme T3). L'évolution temporelle de la température en une position  $\mathbf{x}$  quelconque dans un solide suit la conservation de l'énergie, pour un solide semi-transparent dans lequel est défini un coefficient d'échange radiatif volumique linéarisé  $\zeta = 16k_a \sigma \theta_{ref}^3$  :

$$\begin{cases} \mathbf{x} \in \mathcal{D}_S, t \in [t_I, +\infty) : \rho_S C_S \frac{\partial \theta_S(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = - \operatorname{div} \left( -\lambda_S \nabla \theta_S(\mathbf{x}, t) \right) \\ \hspace{15em} + \zeta(\mathbf{x}) \left( \theta_R(\mathbf{x}, t) - \theta_S(\mathbf{x}, t) \right) \\ \mathbf{x} \in \mathcal{D}_S, t = t_I : \theta_S(t) = \theta_I \end{cases} \quad (9)$$

Après discrétisation du Laplacien à l'aide d'un pas  $\delta$ , la solution suivante est obtenue :

$$\begin{cases} \theta_S(t) = \int_0^{+\infty} \alpha_S e^{-\alpha_S \tau} d\tau \left\{ \mathcal{H}(t - \tau < t_I) \theta_I + \mathcal{H}(t - \tau > t_I) \beta_S(t - \tau) \right\} \\ \alpha_S = \frac{6\lambda_S}{\rho_S C_S \delta^2} + \zeta \\ \beta_S(t) = \frac{6\lambda_S}{6\lambda_S + \zeta \rho_S C_S \delta^2} \sum_{i=1}^6 \frac{1}{6} \theta_S(\mathbf{x} + \delta \mathbf{e}_i, t) + \frac{\zeta \rho_S C_S \delta^2}{6\lambda_S + \zeta \rho_S C_S \delta^2} \theta_R(\mathbf{x}, t) \end{cases} \quad (10)$$

Ce qui permet d'établir l'algorithme suivant :

### Évaluation de la température de solide $\theta_S(\mathbf{x}, t)$ (algorithme T3)

— échantillonnage d'une durée  $\tau$  selon  $\alpha_S e^{-\alpha_S \tau}$  (relation 10); deux cas se présentent : si  $\tau > t - t_I$ , la condition initiale a été atteinte : le poids de la réalisation est la température initiale du fluide  $\theta_I$ . Sinon, le temps prend une nouvelle valeur  $t - \tau$ , il faut évaluer la fonction  $\beta_S(t)$  : il s'agit d'échantillonner une branche conductive et une branche radiative au prorata des probabilités respectives  $\frac{6\lambda_S}{6\lambda_S + \zeta\rho_S C_S \delta^2}$  et  $\frac{\zeta\rho_S C_S \delta^2}{6\lambda_S + \zeta\rho_S C_S \delta^2}$ ; si la branche radiative est sélectionnée, il faut évaluer la température radiative  $\theta_R(\mathbf{x}, t)$  (algorithme T0). Si la branche conductive est sélectionnée, il faut maintenant échantillonner une position  $\mathbf{x} + \delta \mathbf{e}_i$  distante de  $\mathbf{x}$  d'une distance  $\delta$ ; en pratique, cette position est échantillonnée de façon uniforme sur une sphère de rayon  $\delta$  centrée en  $\mathbf{x}$ . Le poids de la réalisation est la température (inconnue) du solide pour la nouvelle position et la nouvelle valeur du temps; il faut donc faire appel de façon récursive au présent algorithme T3. Une marche aléatoire de pas  $\delta$  dans le solide apparaît, avec remontée progressive dans le temps, et une possibilité de sélectionner la branche radiative à chaque étape (dans le cas d'un milieu solide semi-transparent); elle ne se termine que dans deux cas : quand la condition initiale est atteinte (le poids de la réalisation est  $\theta_I$ ), et quand une frontière entre deux domaines est atteinte : il faut alors faire appel à l'algorithme permettant d'évaluer la température d'une interface (T2 ou T4) pour la position finale du trajet de diffusion, et pour le temps final atteint.

Pour que l'édifice soit complet, il faut mentionner ce qu'il convient de faire lorsque la marche diffusive dans les domaines solides atteint une frontière entre deux solides de conductivités différentes  $\lambda_{S1}$  et  $\lambda_{S2}$  (algorithme T4) : la conservation du flux à l'interface nous amène à choisir entre le solide 1 ou le solide 2 au prorata des probabilités respectives  $\frac{\lambda_{S1}}{\lambda_{S1} + \lambda_{S2}}$  et  $\frac{\lambda_{S2}}{\lambda_{S1} + \lambda_{S2}}$ ; une nouvelle marche aléatoire commence alors dans le solide choisi, à une distance  $\delta$  de la paroi, jusqu'à atteindre la condition initiale ou une nouvelle frontière de domaine.

## 4. Illustration

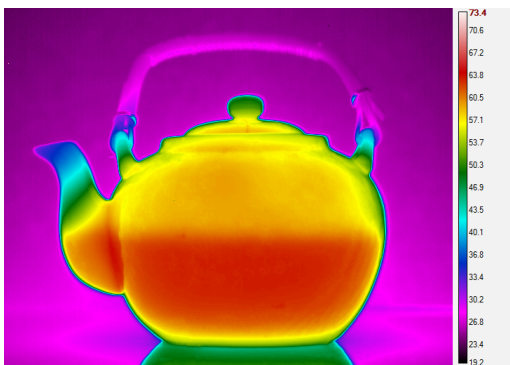


Figure 2 : Imagerie thermique

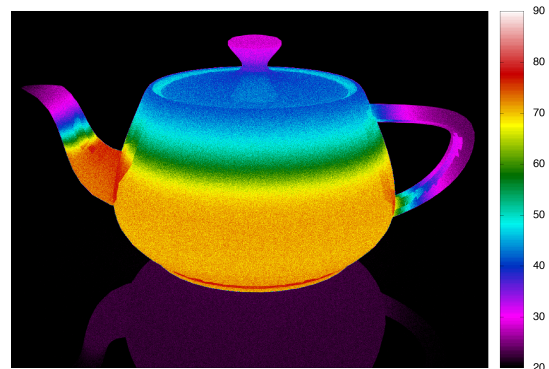


Figure 3 : Image de synthèse

La figure 2 présente une prise de vue de caméra thermique d'une théière à moitié pleine d'eau chaude (environ  $80^\circ\text{C}$ ), placée dans un environnement à température ambiante ( $20^\circ\text{C}$ ), et placée sur un support réfléchissant également à température ambiante. La figure 3 montre une image de synthèse d'une scène similaire, générée à l'aide des algorithmes décrits précédemment, obtenue dans les conditions suivantes : le diamètre externe de la théière est 12 cm, et l'épaisseur de son enveloppe est d'environ 5mm; le niveau d'eau est de deux tiers de la cavité interne; les propriétés physiques du solide (porcelaine) sont les suivantes :  $\rho = 2400 \text{ kg/m}^3$ ,  $C = 1080 \text{ J/(kg.K)}$ ,  $\lambda = 1.03 \text{ W/(m.K)}$ ; le fluide environnant, ainsi que le gaz interne à la théière, sont de l'air :  $\rho = 1 \text{ kg/m}^3$ ,  $C = 1000 \text{ J/(kg.K)}$ ; le coefficient d'échange convectif est de  $10 \text{ W/(m}^2.\text{K)}$ , que



ce soit à l'intérieur ou à l'extérieur de la théière ; la surface interne de la théière est considérée comme une surface purement absorbante ( $\epsilon = 1$ ), et les propriétés radiatives de la surface externe sont :  $\epsilon = 0.80$ , fraction spéculaire=0.50 ; les propriétés radiatives du support sont :  $\epsilon = 0.95$ , fraction spéculaire=0.80 ; la température du volume d'eau à l'intérieur de la théière a été imposée à 90°C (constante), la température de l'air ambiant, ainsi que la température de rayonnement ambiant sont de 20°C.

Les géométries, les conditions expérimentales et les points de vue ne sont pas les mêmes pour les deux images, mais il est cependant possible d'observer qualitativement des effets similaires : le niveau de liquide peut être visualisé, la présence d'un gradient thermique est observé dans le bec de la théière et sur la surface externe. Dans les deux cas, il est également possible de visualiser la réflexion du rayonnement thermique sur le support de la théière. Enfin, dans le cas de l'image de synthèse, les reflets des surfaces en vis-à-vis sont visibles au niveau de la base du bec et sur l'anse ; sur la prise de vue thermique, on devine ces effets, mais ils restent peu visibles du fait du point de vue utilisé.

## 5. Conclusion

La technique décrite dans cet article présente un fort intérêt, notamment dans le domaine de la thermique du bâtiment : elle offre la possibilité d'un calcul utilisant toute la complexité géométrique des maquettes numériques dans leur moindres détails. Dans l'idée de quantifier un indicateur de performance d'isolation thermique de l'enveloppe des bâtiments, la recherche s'oriente actuellement vers des méthodes non intrusives à base d'imagerie thermique infrarouge. La combinaison d'une image de synthèse infrarouge produite par l'approche présentée dans cet article, avec des techniques d'optimisation bayésiennes déjà développée dans le cadre de l'Annexe 58 de l'IEA [6, 7], pourrait conduire à des innovations de rupture dans le domaine. Enfin, en marge de l'application thermique pure, le nouveau formalisme mathématique développé dans cet article pourrait être étendu à d'autres phénomènes physiques de transfert non linéaire dont le calcul numérique est à ce jour bridé par les capacités de résolution numérique, notamment du fait de la taille des maillages utilisés par les simulations.

## Références

- [1] M. Galtier, Approche statistique du rayonnement dans les milieux gazeux hétérogènes : de l'échantillonnage des transitions moléculaires au calcul de grandeurs radiatives, *Doctorat de l'Université de Toulouse* (2014)
- [2] M. Galtier, Integral formulation of null-collision Monte-Carlo algorithms, *JQSRT*, 125, pp. 57-68 (2013).
- [3] V. Eymet, D. Poitou, M. Galtier, M. El Hafi, G. Terrée, R. Fournier, Null-collision meshless Monte-Carlo. Application to the validation of fast radiative transfer solvers embedded in combustion simulators, *JQSRT*, 129, pp. 145-157 (2013).
- [4] M. Galtier, S. Blanco, J. Dauchet, M. El Hafi, V. Eymet, R. Fournier, M. Roger, C. Spiesser, G. Terrée, Radiative transfer and spectroscopic databases : a line-sampling Monte-Carlo approach, *JQSRT*, 192, pp. 83-97 (2016).
- [5] R. Fournier, S. Blanco, V. Eymet, M. El Hafi, C. Spiesser, Conductive and convective heat-transfers in a single Monte Carlo algorithm, *Journal of Physics : Conference Series, IOP Publishing Eurotherm Conference 105 : Computational Thermal Radiation in Participating Media V 1-3 April 2015, Albi, France*, 676 (1), art. 012007
- [6] H. Madsen, et al., Thermal performance characterization using Time Series Data, *IEA EBC Annex 58 Guidelines*. Technical University of Denmark (DTU). (DTU Compute-Technical Report; No. 8) (2015)
- [7] S. Thebault, R. Bouchié, Refinement of the ISABELE method regarding uncertainty quantification and thermal dynamics modelling, *Energy and Buildings* 178. DOI : 10.1016/j.enbuild.2018.08.047 (2018)