

Un couplage spectroscopie-transfert radiatif en four industriel : une approche sans approximation physique ni réduction de la donnée

Antoni AUGÉ^{1,2,*}, Mégane BATI^{3,4}, Christophe COUSTET⁵, Vincent EYMET⁵,
Olivier FARGES^{6,2}, Vincent FOREST⁵, Yaniss NYFFENEGGER-PÉRÉ⁶,
Louis PIQUARD⁷, Olivier ROZENBAUM^{1,2}

¹ Université d'Orléans, CNRS, CEMHTI, UPR 3079

1 avenue de la Recherche Scientifique, 45100 Orléans, France

² Laboratoire Commun Canopée, CNRS, Université de Lorraine, Saint — Gobain

³ IRIT, Université de Toulouse, CNRS, Toulouse INP

118 route de Narbonne, F-31065 Toulouse, Cedex 9, France

⁴ LAPLACE, Université de Toulouse, Toulouse INP, CNRS

118 route de Narbonne, F-31065 Toulouse, Cedex 9, France

⁵ Méso-Star

4 rue du général Giraud, 31200 Toulouse, France

⁶ Université de Lorraine, CNRS, LEMTA, F-54000 Nancy, France

⁷ Constellium Technology Center

Parc Économique Centr'alp CS10027, 38341 Cedex, Voreppe, France

*(auteur correspondant : antoni.auge@cnrs-orleans.fr)

Résumé - La modélisation des transferts radiatifs dans les fours industriels, caractérisés par des gaz semi-transparents à haute température, est essentielle pour améliorer leur efficacité énergétique. Ce travail propose une méthode innovante basée sur le Monte-Carlo Line Sampling qui résout l'équation de transfert radiatif sans approximation physique, en couplant le suivi des photons à un modèle raie-par-raie pour l'absorption des gaz. Grâce à l'utilisation de la base spectroscopique HITEMP2010 et à une reformulation probabiliste optimisée, le temps de calcul d'un flux pariétal est réduit à quelques secondes, indépendamment de la complexité géométrique du four. L'approche ouvre des perspectives d'optimisation énergétique et de réduction des émissions de gaz à effet de serre.

1. Introduction

La refusion de l'aluminium secondaire — procédé clé pour le recyclage des métaux — repose sur des fours fonctionnant à des températures dépassant 1000 °C. Dans un contexte de transition écologique, où le secteur industriel représente 26 % des émissions de gaz à effet de serre (GES) en France [1], l'optimisation de l'efficacité énergétique de ces procédés est un levier majeur pour réduire leur empreinte carbone. Or, les transferts radiatifs au sein de ces fours, marqués par l'émissivité spectrale des parois réfractaires et l'absorption spectrale des gaz de combustion, restent mal capturés par les approches classiques. Celles-ci, fondées sur des hypothèses simplificatrices (milieu gris, bandes spectrales), ignorent la dépendance spectrale fine des propriétés radiatives, limitant ainsi les marges d'optimisation énergétique. Pour surmonter ces limitations, nous proposons une méthode de Monte-Carlo en Line Sampling (MC-LS) qui permet de résoudre l'équation de transfert radiatif (ETR) couplée à la spectroscopie des gaz sans introduire de biais lié aux approximations spectrales ou géométriques, en reformulant le problème sous forme d'une intégrale mathématique échantillonnée statistiquement. La méthode découle du développement formel de Galtier *et al.* [2] qui a permis de traiter sans aucune approximation les milieux hétérogènes en introduisant la méthode des collisions nulles au

Monte-Carlo intégral. Cette méthode a ensuite été étendue par Galtier *et al.* [3] pour intégrer la spectroscopie des gaz, en suivant des photons le long de chemins optiques à des fréquences spécifiques. Plutôt que de calculer explicitement les sections efficaces d'absorption, la méthode échantillonne directement les raies spectrales. Cette méthode a trouvé des premières applications en combustion [2, 4] puis a été améliorée pour une application climatique. Un travail entre physiciens du rayonnement et informaticiens de la synthèse d'image a abouti à la mise en place d'une structure en arbre binaire pour l'échantillonnage des raies spectrales dans l'atmosphère terrestre [5]. Ce qui accélère considérablement les calculs. Notre travail vise à décliner cette structure aux milieux à haute température et à l'appliquer au sujet initial d'étude : la combustion, et en particulier à une application d'optimisation industrielle.

2. Méthode

2.1. Description des modèles

Considérons un four industriel défini par un domaine Ω de frontière $\partial\Omega$. La grandeur radiative d'intérêt est la densité de flux $\varphi(x)$ reçue par une paroi en un point x . Ce flux s'exprime comme l'intégrale de la luminance spectrale directionnelle $L_\nu(x, \mathbf{u})$ sur l'ensemble des fréquences ν et des directions $\mathbf{u}$ de l'hémisphère incident :

$$\varphi(x) = \int_{\mathbb{D}_\nu} d\nu \int_{\mathbb{D}_{\mathbf{u}}(x)} d\mathbf{u} \, |\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}| \, L_\nu(x, \mathbf{u}) \quad (1)$$

où $\mathbb{D}_\nu = [0.1, 12\,500] \text{ cm}^{-1}$ est le domaine spectral considéré (infrarouge thermique), $\mathbb{D}_{\mathbf{u}}(x) = \{\mathbf{u} \in \mathbb{S}^2 \mid \mathbf{n} \cdot \mathbf{u} < 0\}$ est l'hémisphère incident avec $\mathbf{n}$ la normale sortante et $\mathbb{S}^2$ la sphère unitaire. Le milieu est modélisé comme un mélange de gaz absorbants (CO_2 et H_2O) et de suies, dont les propriétés radiatives sont décrites par le coefficient d'absorption $k_{a,\nu}(x)$. Le champ de luminance $L_\nu(x, \mathbf{u})$ est alors solution de l'équation du transfert radiatif (ETR) :

$$\begin{cases} \forall x \in \Omega, \forall \mathbf{u} \in \mathbb{S}^2 : \mathbf{u} \cdot \nabla L_\nu(x, \mathbf{u}) = -k_{a,\nu}(x) L_\nu(x, \mathbf{u}) + k_{a,\nu}(x) L_\nu^{\text{eq}}(x) \\ \forall x \in \partial\Omega, \forall \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} > 0 : L_\nu(x, \mathbf{u}) = L_\nu^{\partial\Omega}(x, \mathbf{u}) \end{cases} \quad (2)$$

Ici, $\mathbf{u} \cdot \nabla L_\nu(x, \mathbf{u})$ décrit le transport directionnel de la luminance le long de la direction $\mathbf{u}$. Le terme $k_{a,\nu}(x) L_\nu^{\text{eq}}(x)$ modélise l'émission thermique locale, qui renforce la luminance en fonction de la température $T(x)$ du milieu, à travers la luminance d'équilibre L_ν^{eq} . À l'inverse, le terme $-k_{a,\nu}(x) L_\nu(x, \mathbf{u})$ modélise l'absorption par les espèces chimiques constitutives du milieu, qui atténue la luminance le long de la direction $\mathbf{u}$. La luminance spectrale $L_\nu^{\partial\Omega}(x, \mathbf{u})$ émise par la frontière $\partial\Omega$ du four en un point x et dans une direction sortante $\mathbf{u}$ est déterminée par les propriétés radiatives des parois. Cette luminance résulte de la combinaison de deux mécanismes : l'émission thermique propre de la paroi et la réflexion de la luminance incidente. Elle est exprimée par l'équation suivante :

$$L_\nu^{\partial\Omega}(x, \mathbf{u}) = \varepsilon_\nu(x) L_\nu^{\text{eq}}(x) + (1 - \varepsilon_\nu(x)) \int_{\mathbb{D}_{\mathbf{u}'}(x)} d\mathbf{u}' \, \psi(x, \mathbf{u}' \mid \mathbf{u}) \, L_\nu(x, \mathbf{u}') \, |\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n}| \quad (3)$$

où $\varepsilon_\nu(x)$ est l'émissivité spectrale de la paroi, $L_\nu^{\text{eq}}(x)$ est la luminance d'équilibre à la température de la paroi, $\psi(x, \mathbf{u}' \mid \mathbf{u})$ est la BRDF (Bidirectional Reflectance Distribution Function), décrivant la redistribution de la luminance incidente dans la direction $\mathbf{u}'$ vers la direction sortante $\mathbf{u}$. Deux types de réflexion sont considérés : diffuse (lambertienne) et spéculaire. Pour une réflexion diffuse, la luminance incidente est redistribuée de manière isotrope dans l'hémisphère sortant. La

BRDF est alors constante : $\psi(x, \mathbf{u}' | \mathbf{u}) = 1/\pi$. Pour une réflexion spéculaire, la luminance est réfléchiée de manière symétrique par rapport à la normale à la surface (loi de Snell-Descartes). La BRDF est donc une distribution de Dirac centrée sur la direction spécifique de réflexion $\mathbf{u}_s$: $\psi(x, \mathbf{u}' | \mathbf{u}) = \delta[\mathbf{u} - \mathbf{u}_s] = \delta[\mathbf{u} - (\mathbf{u}' - 2(\mathbf{u}' \cdot \mathbf{n})\mathbf{n})]$.

Le coefficient d'absorption du milieu $k_{a,\nu}(x)$ est la somme des contributions des suies et des gaz : $k_{a,\nu}(x) = k_{a,\nu}^s(x) + k_{a,\nu}^g(x)$. Le coefficient d'absorption des suies est modélisé par : $k_{a,\nu}^s(x) = 5,5 \nu f_\nu$, où f_ν est la fraction volumique des suies. Pour les gaz, seuls H_2O et CO_2 sont considérés dans ce travail. Leur contribution au coefficient d'absorption est donnée par : $k_{a,\nu}^g(x) = k_{\text{H}_2\text{O},\nu}(x) + k_{\text{CO}_2,\nu}(x)$. Chaque coefficient d'absorption gazeux $k_{g_i,\nu}(x)$ est calculé à partir d'un modèle raie-par-raie, où l'absorption de l'espèce i à une fréquence ν est la somme des contributions de N transitions énergétiques discrètes j :

$$k_{g_i,\nu}(x) = \sum_{j=1}^N h_{g_i,\nu,j}(x) \quad (4)$$

Chaque terme $h_{g_i,\nu,j}(x)$ représente l'absorption due à une seule transition j , dépendant des conditions thermodynamiques locales. À haute température, les spectres d'absorption des gaz H_2O et CO_2 sont composés de millions de raies spectrales. Cette complexité rend les méthodes déterministes classiques impraticables sans approximations majeures. Les approches traditionnelles simplifient ce problème en pré-calculant les spectres pour des conditions thermodynamiques fixes ou en utilisant des modèles approchés. En revanche, notre approche utilise la méthode de Monte-Carlo qui permet un échantillonnage stochastique des raies spectrales sans nécessiter de simplifications. Cette méthode est insensible au volume de données et permet l'utilisation d'un modèle raie-par-raie non biaisé, capturant ainsi toute la complexité spectrale.

2.2. Reformulation probabiliste

La densité de flux reçue par une paroi du four, défini par l'équation (1), se prête naturellement à une approche de Monte-Carlo en raison de sa formulation intégrale. En introduisant des densités de probabilité normalisées, nous pouvons exprimer ce flux sous une forme probabiliste adaptée à l'échantillonnage stochastique :

$$\varphi(x) = \int_{\mathbb{D}_\nu} p_N(\nu) d\nu \int_{\mathbb{D}_\mathbf{u}} p_U(\mathbf{u}) d\mathbf{u} \frac{\pi L_\nu(x, \mathbf{u})}{p_N(\nu)} = \mathbb{E}_{\nu \sim p_N, \mathbf{u} \sim p_U} \left[\frac{\pi L_\nu(x, \mathbf{u})}{p_N(\nu)} \right] \quad (5)$$

où $p_N(\nu)$ est la densité de probabilité associée à l'échantillonnage des fréquences, et $p_U(\mathbf{u}) = |\mathbf{u} \cdot \mathbf{n}|/\pi$, la densité de probabilité pour l'échantillonnage des directions sur l'hémisphère incident. Cette formulation permet d'estimer $\varphi(x)$ en échantillonnant successivement une fréquence ν selon $p_N(\nu)$ puis une direction initiale selon $p_U(\mathbf{u})$. À l'issue de ce processus stochastique, un poids $\pi L_\nu(x, \mathbf{u})/p_N(\nu)$ est retenu. La moyenne de ces poids converge vers $\varphi(x)$, tandis que leur écart-type fournit une estimation de l'incertitude numérique.

Cependant, dans un milieu hétérogène, le champ de luminance $L_\nu(x, \mathbf{u})$ n'est pas accessible explicitement. Nous contournons cette difficulté en utilisant un modèle MC-LS qui ne nécessite pas de calculer explicitement ce champ. La principale complexité provient de l'hétérogénéité du coefficient d'absorption $k_{a,\nu}(x)$, décrit par (4), source de non-linéarité et qui rend coûteux l'échantillonnage des longueurs d'extinction. Pour résoudre ce problème, nous employons la méthode des collisions nulles introduite par Galtier *et al.* [2] qui consiste à ajouter un champ de collisionneurs fictifs $k_{n,\nu}(x)$ au champ réel $k_{a,\nu}(x)$, créant ainsi un champ majorant homogène $\hat{k}_\nu = k_{a,\nu}(x) + k_{n,\nu}(x)$. Cette modification ne change pas la physique sous-jacente, mais facilite

l'échantillonnage en introduisant des événements de collision nulle [6, 7] qui conservent la direction des photons.

La solution probabiliste de l'ETR (2) peut alors s'écrire :

$$L_\nu(x, \mathbf{u}) = \int_0^{+\infty} p_{\mathcal{L}}(l) dl \times \begin{cases} \mathcal{H}(x' \notin \Omega) \left[\mathcal{P}_e(x') L_\nu^{\text{eq}}(x') + \mathcal{P}_r(x') \int_{2\pi} \psi(x', \mathbf{u} | \mathbf{u}') L_\nu(x', \mathbf{u}) d\mathbf{u} \right] \\ + \mathcal{H}(x' \in \Omega) \left[\mathcal{P}_a(x') L_\nu^{\text{eq}}(x') + \mathcal{P}_n(x') L_\nu(x') \right] \end{cases} \quad (6)$$

où $x' = x - l\mathbf{u}$ est la position après un trajet de longueur l échantillonnée selon $p_{\mathcal{L}}(l) = \widehat{k}_\nu \exp(-\widehat{k}_\nu l)$. Si x' se trouve sur une frontière du domaine, $\mathcal{H}(x' \notin \Omega) - \mathcal{H}$ étant la fonction d'Heaviside – le photon peut être absorbé par la paroi avec une probabilité $\mathcal{P}_e(x') = \varepsilon_\nu(x')$. Dans ce cas, le poids retenu sera la luminance d'équilibre de la paroi $L_\nu^{\text{eq}}(x')$. Sinon, le photon est réfléchi avec une probabilité $\mathcal{P}_r(x') = 1 - \varepsilon_\nu(x')$. Sa nouvelle direction $\mathbf{u}'$ est échantillonnée selon la BRDF $\psi(x', \mathbf{u}' | \mathbf{u})$. Le photon repart alors dans le milieu, une nouvelle distance l est échantillonnée, et le processus se répète jusqu'à ce qu'une luminance soit retenue. *A contrario*, si x' est à l'intérieur du domaine, $\mathcal{H}(x' \in \Omega)$: le photon peut être absorbé par le milieu avec une probabilité $\mathcal{P}_a(x') = k_{a,\nu}(x')/\widehat{k}_\nu$, auquel cas le poids retenu est la luminance d'équilibre locale $L_\nu^{\text{eq}}(x')$. Sinon, il est diffusé vers l'avant (collision nulle) avec une probabilité $\mathcal{P}_n(x') = k_{n,\nu}(x')/\widehat{k}_\nu$. Le photon se déplace alors dans la même direction, une nouvelle distance l est échantillonnée, et le processus se répète jusqu'à ce qu'une luminance soit retenue. L'utilisation du majorant $\widehat{k}_\nu$ facilite l'échantillonnage de la distance l et permet de coupler le modèle radiatif avec le modèle spectroscopique. Dans ce cadre, la probabilité d'absorption est exprimée par : $\mathcal{P}_a(x') = \mathcal{P}_s + \mathcal{P}_g(x')$, où $\mathcal{P}_s = k_{a,\nu}^s/\widehat{k}_\nu$ est la probabilité d'absorption par les suies et $\mathcal{P}_g(x') = k_{a,\nu}^g(x')/\widehat{k}_\nu$ est la probabilité d'absorption par les gaz. Pour chaque espèce i , cette dernière peut être exprimée à partir de l'équation (4) et être reformulée sous forme probabiliste en introduisant le jeu de probabilités P_J :

$$k_{g_i,\nu}(x') = \sum_{j=1}^N P_J(j, \nu) \frac{h_{g_i,\nu,j}(x')}{P_J(j, \nu)} \quad (7)$$

Le coefficient d'absorption des gaz n'a donc plus besoin d'être calculé, il suffit de calculer la contribution $h_{g_i,\nu,j}(x')$ de la transition j échantillonnée selon la probabilité $\mathcal{P}_{g_i}(x') = h_{g_i,\nu,j}(x') / (\widehat{k}_\nu P_J(j, \nu))$.

L'efficacité de cette approche dépend du choix des probabilités $P_J(j, \nu)$. Pour échantillonner efficacement une transition j à chaque fréquence ν du photon propagé dans le milieu, nous suivons la méthode proposée par Nyffenegger-Péré *et al.* [5], qui repose sur l'utilisation d'arbres de probabilité binaires [8]. Ces arbres, pré-calculés pour différentes conditions thermodynamiques, agissent comme un échantillonnage par importance sans introduire de biais puisque l'absorption réelle reste systématiquement évaluée aux conditions spatiales et thermodynamiques locales [5], comme illustré sur la figure 1.

2.3. Paramètres numériques

Le modèle MC-LS a été implémenté dans un code de calcul nommé RadForceE (Radiative Forcings Estimator). Pour garantir une précision numérique de l'ordre de 1 % sur les flux radiatifs estimés, nous utilisons N réalisations Monte-Carlo indépendantes par point de calcul.

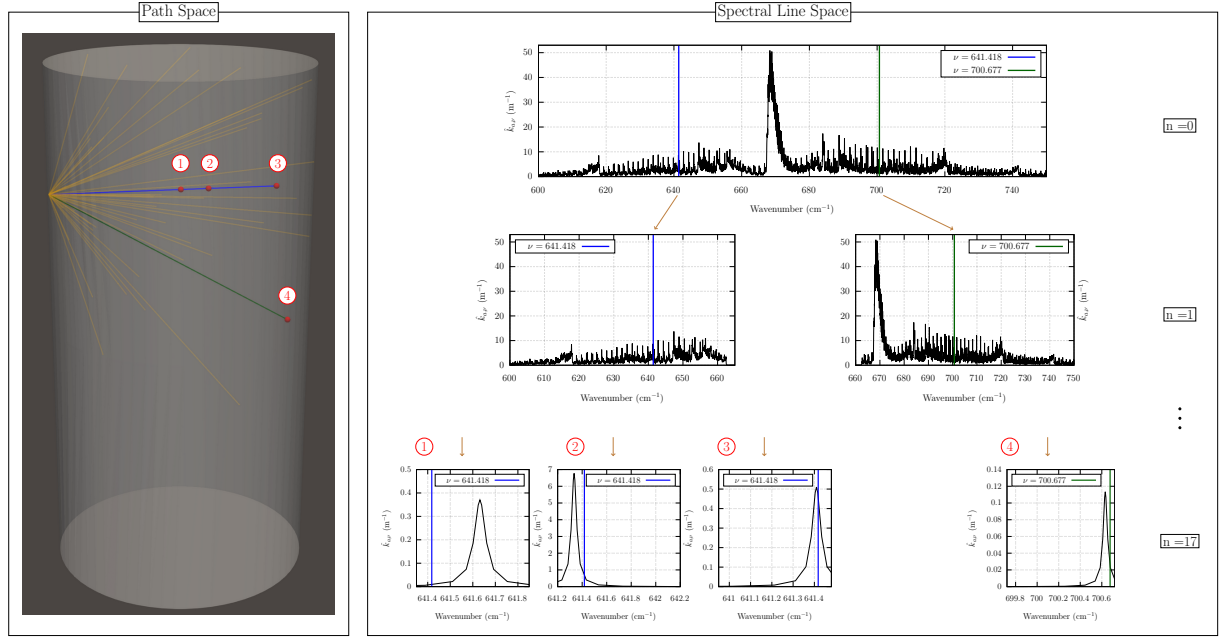


Figure 1 : Visualisation des chemins radiatifs échantillonnés dans une géométrie cylindrique pour deux fréquences. Chaque fréquence est associée à une transition j échantillonnée via un arbre de probabilité binaire, avec une descente hiérarchique depuis la racine ($n = 0$) jusqu'à une feuille (ici $n = 17$).

Conformément au théorème central limite, l'erreur standard de l'estimateur décroît en $1/\sqrt{N}$, relation vérifiée empiriquement dans nos simulations. Le critère d'arrêt des simulations est atteint lorsque le nombre prédéfini N de réalisations est obtenu. La génération des nombres aléatoires est assurée par la bibliothèque Star-SamPLing (v0.15.0), qui s'appuie sur l'algorithme CBRNG (Counter-Based Random Number Generator) de la bibliothèque Random123 (v1.14.0). Pour des raisons de reproductibilité, une graine fixe est utilisée pour toutes les simulations. En termes de performance computationnelle, le temps requis pour estimer un flux intégré sur l'intervalle spectral $\mathbb{D}_\nu$ est de 0,2 ms par réalisation, ce qui correspond à environ 8 s par point de calcul dans les géométries étudiées (en utilisant 30 cœurs CPU sur un cluster de calcul). Il faut ajouter à cela 10 min pour le chargement initial des données spectroscopiques. Notons que l'utilisation d'un cluster n'est nécessaire que pour le pré-calcul des arbres de probabilité, exigeant en mémoire : 90 Go pour l'arbre du CO_2 et 450 Go pour l'arbre de H_2O . Ce pré-calcul prend approximativement 4 h sur un nœud CPU monocœur de cluster. Une fois ces arbres pré-calculés, l'exécution complète, depuis l'extraction des données HITEMP2010 jusqu'au calcul des flux radiatifs dans une géométrie tridimensionnelle complexe, peut être réalisée sur un PC standard (disposant d'une quantité suffisante de RAM), en moins d'une demi-journée de travail. Cette efficacité computationnelle, combinée à la précision des résultats, démontre le potentiel de notre méthode pour des applications industrielles réelles.

3. Résultats

3.1. Validations

Notre approche a été validée sur un cas test hétérogène en température, en concentration d'espèces gazeuses (H_2O et CO_2), et à pression atmosphérique constante. Les résultats ont été comparés au benchmark établi par Coelho *et al.* [9], qui utilisent la méthode de Monte-Carlo

formulée en termes de flux net radiatif (MC-NEF). La géométrie est une enceinte cylindrique 2D axisymétrique de longueur $L = 1,2$ m et de rayon $R = 0,3$ m dont les parois sont noires. Le profil de température du milieu est décrit par :

$$T(x, r) = 800 + 1200 \left(1 - \frac{r}{R}\right) \left(\frac{x}{L}\right) \quad (8)$$

où la paroi située en $x = L$ est à une température de 300 K. La fraction volumique de suie est fixée à $f_v = 10^{-7}$. Les fractions molaires de H_2O et CO_2 varient selon les profils suivants :

$$x_{H_2O}(x, r) = 0,05 \left[1 - 2 \left(\frac{x}{L - 0,5}\right)^2\right] \left(2 - \frac{r}{R}\right) \quad (9)$$

$$x_{CO_2}(x, r) = 0,04 \left[1 - 3 \left(\frac{x}{L - 0,5}\right)^2\right] \left(2,5 - \frac{r}{R}\right) \quad (10)$$

La figure 2 présente une comparaison des résultats obtenus avec la méthode RadForcE et ceux du benchmark établi par Coelho *et al.* Les flux radiatifs ont été calculés sur l'ensemble du spectre infrarouge thermique ($0,1$, $12\,500$ cm^{-1}), en prenant en compte un nombre élevé de raies spectrales : $11\,193\,608$ pour le CO_2 et $111\,269\,699$ pour H_2O . Pour évaluer la robustesse de notre méthode dans différentes conditions de réflectivité des parois, nous avons également effectué des comparaisons avec le benchmark de Perez *et al.* [10]. Dans le cas hétérogène, l'influence du caractère spéculaire ou diffus des parois est négligeable. C'est pourquoi nous avons aussi choisi de valider notre modèle sur un cas homogène à $1\,800$ K, où les différences sont plus marquées entre les deux types de réflexion. Dans cette configuration, les parois sont considérées comme grises avec une émissivité $\varepsilon_w = 0,5$ et une température fixée à 800 K. La composition du milieu gazeux est la suivante : 20 % de H_2O , 10 % de CO_2 et 70 % de N_2 , avec une fraction volumique de suies fixée à $f_v = 10^{-7}$. La figure 2 compare les flux radiatifs calculés le long de la paroi latérale du cylindre avec RadForcE et ceux obtenus avec la méthode MC-NEF de Perez *et al.*, pour deux types de parois : diffuses et spéculaires. Comme l'illustre la figure 2, les résultats obtenus avec RadForcE sont en bon accord avec ceux des benchmarks.

3.2. Application à un four industriel

Fort des validations précédentes, nous avons appliqué notre modèle à un cas industriel concret : le calcul du flux radiatif reçu par un bain d'aluminium liquide dans un four de refusion. La géométrie du four, illustrée sur la figure 3, présente une complexité typique des installations industrielles. En l'absence de données expérimentales, nous utilisons un champ thermodynamique homogène comme preuve de concept : une température des parois fixée à 900 K, une température des gaz de $1\,200$ K, une composition gazeuse constituée de 60 % H_2O et 40 % de CO_2 , ainsi qu'une fraction volumique de suies $f_v = 10^{-7}$. Toutes les surfaces sont considérées comme grises avec une émissivité $\varepsilon_w = 0,8$. Bien que le champ thermodynamique soit homogène dans cette configuration, toute la complexité spectrale est conservée, avec le même nombre de raies spectrales intégrées que dans les cas de validation précédents.

Dans cette configuration, RadForcE a permis de calculer un flux radiatif de $77,7 \pm 0,2$ kW/m^2 reçu par le bain d'aluminium. Un atout majeur de notre approche réside dans son insensibilité à la complexité géométrique du four. Comme le montre la figure 3, le temps de calcul reste constant quelle que soit la complexité de la géométrie, contrairement au temps de chargement qui croît linéairement avec le nombre d'éléments géométriques. Cette propriété est intrinsèque à notre méthode de suivi de rayons (ray tracing), où seule l'information d'intersection entre un rayon et la géométrie (représentée par des triangles) est nécessaire.

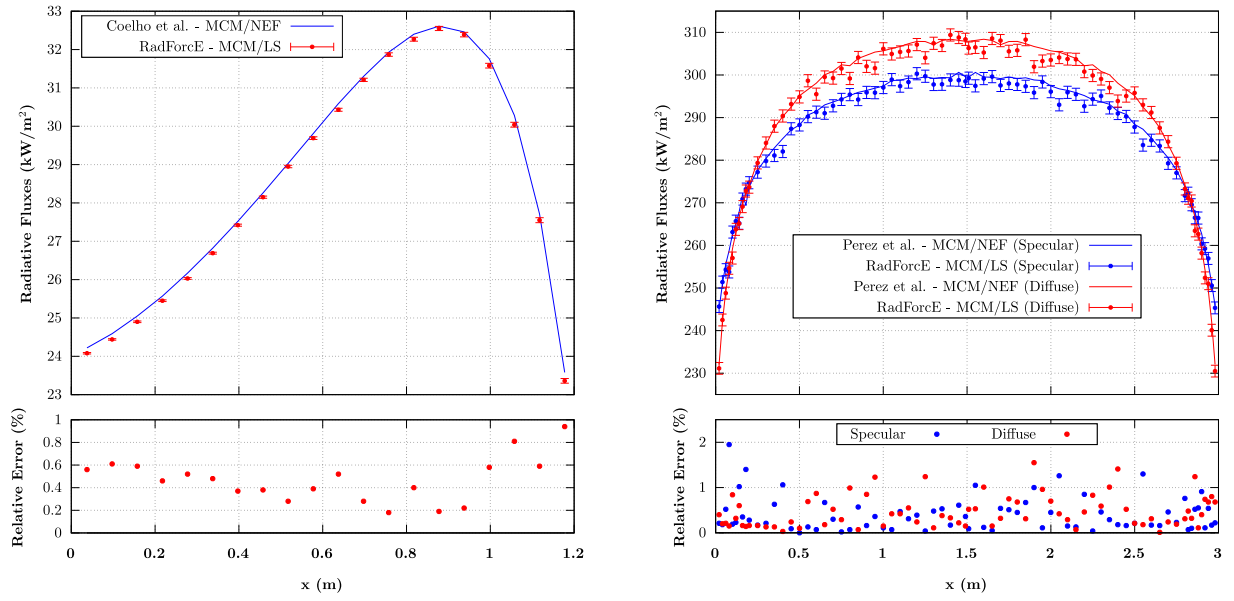


Figure 2 : Comparaison des flux de chaleur calculés avec RadForcE (données spectroscopiques HI-TEMP2010 [11]). À gauche : cas hétérogène avec parois noires ($N = 1\,000\,000$ réalisations MC/point, $\mathbb{D}_\nu \in [300, 10\,000] \text{ cm}^{-1}$), comparé à la méthode de Coelho et al. [9]. À droite : cas homogène avec parois réfléchissantes ($N = 40\,000$ réalisations MC/point, $\mathbb{D}_\nu \in [0.1, 12\,500] \text{ cm}^{-1}$), comparé à la méthode de Perez et al. [10]. Les barres d'erreur représentent un intervalle de confiance de $\pm 1\sigma$. Sous chaque graphique, l'erreur relative absolue entre les deux modèles est représentée pour chaque point de calcul.

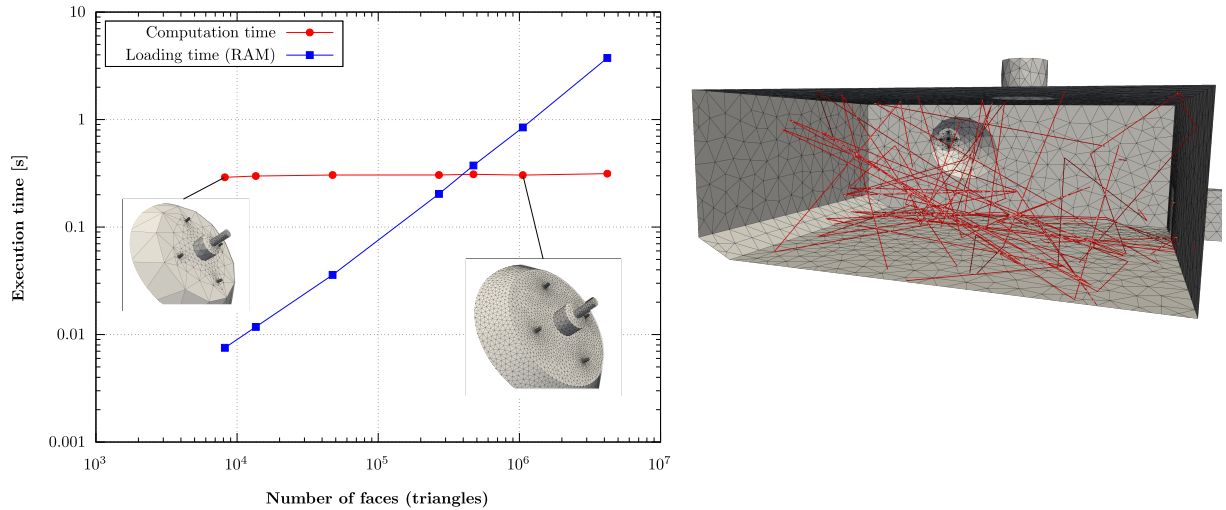


Figure 3 : À gauche : insensibilité du temps de calcul du flux radiatif moyen (avec $\pm 1\%$ d'incertitude) reçu par la sole d'une chambre de combustion en fonction du raffinement géométrique. À droite : visualisation des chemins optiques des photons à l'intérieur du four. Certains photons sont réfléchis ou absorbés par les parois, d'autres sont absorbés par les gaz d'enceinte. Les calculs ont été réalisés avec RadForcE sur un processeur Intel Core i5-1145G7 (1 cœur, 2 threads actifs, 4 GHz).

4. Conclusion

Cette étude présente une méthode de Monte-Carlo innovante pour estimer les flux radiatifs, couplée à une description spectroscopique raie-par-raie des gaz. Son originalité réside dans la construction explicite des chemins optiques, sans discrétisation préalable du milieu, la rendant particulièrement adaptée aux géométries industrielles, tout en maintenant une insensibilité à la complexité géométrique. L'échantillonnage des raies spectrales via des arbres de probabilité accélère significativement l'interrogation des données spectroscopiques sans calcul explicite des coefficients d'absorption. Cette reformulation non biaisée ouvre la possibilité de calculer des flux radiatifs intégrés sur tout l'infrarouge thermique en quelques secondes, même pour des milieux contenant des centaines de millions de raies spectrales et présentant une hétérogénéité marquée. Bien que les résultats présentés constituent une preuve de concept convaincante, ils s'appuient sur des hypothèses simplificatrices concernant les données thermodynamiques. Un travail est en cours pour intégrer des champs thermodynamiques hétérogènes issus de simulations RANS. L'architecture de notre méthode permettra une intégration directe de ces champs complexes, comme démontré par notre validation. Enfin, cette approche offre la possibilité d'étudier finement les phénomènes de réflexion et d'émissivité spectrale des parois. Cette capacité sera exploitée pour évaluer l'impact du choix des matériaux réfractaires sur les flux radiatifs reçus par l'aluminium, ouvrant ainsi la voie à une optimisation avancée des procédés industriels.

Références

- [1] Citepa, Rapport Secten édition 2025 : Émissions de gaz à effet de serre et de polluants atmosphériques en France, 1990–2024 (2025).
- [2] M. Galtier, S. Blanco, C. Caliot et al., Integral formulation of null-collision Monte Carlo algorithms, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2013), vol. 125, p. 57–68.
- [3] M. Galtier, S. Blanco, J. Dauchet et al., Radiative transfer and spectroscopic databases : A line-sampling Monte Carlo approach, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2016), vol. 172, p. 83–97.
- [4] V. Eymet, D. Poitou, M. Galtier et al., Null-collision meshless Monte-Carlo — Application to the validation of fast radiative transfer solvers embedded in combustion simulators, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2013), vol. 129, p. 145–157.
- [5] Y. Nyffenegger-Péré, R. Armante, M. Bati et al., Spectrally refined unbiased Monte Carlo estimate of the Earth's global radiative cooling, *Proceedings of the National Academy of Sciences* (2024), vol. 121, no 5, p. e2315492121.
- [6] M. El Hafi, S. Blanco, J. Dauchet et al., Three viewpoints on null-collision Monte Carlo algorithms, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2021), vol. 260, p. 107402.
- [7] J. Dauchet, J.-J. Bézian, S. Blanco et al., Addressing nonlinearities in Monte Carlo, *Scientific Reports* (2018), vol. 8, no 1, p. 13302.
- [8] M. D. McCool, P. K. Harwood, Probability trees, *Proceedings of the Graphics Interface Conference* (1997), p. 37–46.
- [9] P. J. Coelho, P. Perez, M. El Hafi et al., Benchmark numerical solutions for radiative heat transfer in two-dimensional axisymmetric enclosures with nongray sooting media, *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals* (2003), vol. 43, no 5, p. 425–444.
- [10] P. Perez, M. El-Hafi, P. J. Coelho et al., Accurate solutions for radiative heat transfer in two-dimensional axisymmetric enclosures with gas radiation and reflective surfaces, *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals* (2005), vol. 47, no 1, p. 39–63.
- [11] L. S. Rothman, I. E. Gordon, R. J. Barber et al., HITEMP, the high-temperature molecular spectroscopic database, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer* (2010), vol. 111, no 15, p. 2139–2150.

Remerciements

Les auteurs remercient les entreprises Constellium et Saint-Gobain pour la mise à disposition des données numériques et techniques nécessaires à cette étude. Les ressources en calcul ont été fournies en partie par le Mésocentre EXPLOR hébergé par l'Université de Lorraine.