

# Caractérisation du champ thermique au sein des particules micrométriques soumises à un échange convectif pariétal lors de la fabrication additive par projection à froid.

## Temperature distribution within micron sized particles subjected to a convective heat exchange with the supersonic gas flow during cold spray additive manufacturing.

Rija Nirina RAOELISON<sup>1\*</sup>, Essolé PADAYODI<sup>2</sup>, Mohamed Rabi GUECHI<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Université de Bourgogne Franche-Comté - UTBM, Laboratoire Interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, UMR 6303 CNRS, 90100 Belfort, France.

<sup>2</sup> Université de Bourgogne Franche-Comté - UTBM, ELLIADD, Pôle ERCOS, 90010 Belfort, France.

\* (auteur correspondant : [rija-nirina.raoelison@utbm.fr](mailto:rija-nirina.raoelison@utbm.fr))

**Résumé** – La projection à froid est une méthode de fabrication additive qui utilise un écoulement supersonique diphasique fluide/poudres micrométriques pour élaborer une structure par collision balistique. L'interaction thermique entre l'écoulement et les poudres affecte le processus de croissance additive de matière. Dans la littérature, on a recours généralement à la simulation numérique pour estimer la température des poudres à une position spatiale dans le jet en les considérant comme une phase discrète dont la température est supposée instantanément uniforme. On peut vérifier cette hypothèse à partir d'une comparaison de temps caractéristique correspondant au temps de résidence des poudres dans le jet lorsqu'elles parcourent des distances infinitésimales, et au temps d'établissement d'un gradient thermique quasi-uniforme au sein des poudres. L'écart significatif entre ces deux temps caractéristiques, pour des distances parcourues de l'ordre de la taille des poudres, montre que la notion de température uniforme instantanée n'est pas toujours vraie. C'est une notion subjective qui est valable en choisissant une unité de distance infinitésimale  $dx=1\text{mm}$  qui est en effet l'unité de référence dans la littérature pour simuler l'interaction écoulement/poudre. La solution analytique de la température en coordonnée radiale donne une corrélation analytique adimensionnelle indiquant des conditions paramétrées de température instantanément uniforme.

**Mots-clés** : Cold Spraying ; Poudres ; Température ; Temps caractéristique ; Modèles analytiques.

**Abstract** – This paper investigates the parietal convective heat transfer between powders and supersonic gas flow during cold spraying. Analytical models are suggested for characterizing the temperature distribution within the powders. The notion of instantaneous uniform temperature is discussed using characteristic times. The temperature field within particles is mostly instantaneously uniform but this instantaneousness only prevails for a travel distance unit of 1mm. For shorter distances, that is, those at the scale of the micron sized powders, the particle temperature is not strictly instantaneously uniform.

**Keywords**: Cold spraying; Powder; Temperature; Characteristic time; Analytical models.

### Nomenclature

$Bi$	nombre de Biot	$F_D$	force de traînée, $\text{kg.m.s}^{-2}$
$C_D$	coefficient de traînée	$Fo$	nombre de Fourier
$d$	distance, m	$h$	coefficient de convection, $\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$
$D$	diamètre, m	$m$	masse, kg
$f, g$	fonction analytique	$Nu$	nombre de Nusselt

$P$	pression, $\text{kg.m}^{-1}.\text{s}^{-2}$
$Pr$	nombre de Prandtl
$RUT_p$	nombre adimensionnel
$r$	coordonnée radiale, m
$t$	temps, s
$t_p$	temps de résidence, s
$t_U$	temps température uniforme, s
$T$	température, K
$V$	vitesse, $\text{m.s}^{-1}$
$x$	coordonnée, m
$W$	fonction de Lambert

<i>Symboles grecs</i>	
$\alpha$	diffusivité thermique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$\beta, \xi, \zeta$	coefficient
$\Phi, \theta$	fonction analytique
$\lambda$	conductivité thermique, $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$
$\nu$	viscosité cinématique, $\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
$\rho$	densité massique, $\text{kg.m}^{-3}$
<i>Indices</i>	
$g, p$	gaz, poudre
$0$	condition initiale

## 1. Introduction

Le recours aux poudres micrométriques est largement déployé en fabrication additive pour l'élaboration de diverses pièces métalliques à géométrie simple ou complexe. La projection à froid est une variante de la méthode additive qui produit une consolidation directe des poudres par collision balistique grâce à une vitesse d'impact de plusieurs centaines de m/s générée par un écoulement supersonique. Cette méthode est de plus en plus attrayante car elle permet une élaboration additive, rapide et à froid, de divers matériaux y compris les métaux, les céramiques et récemment, les polymères [1,2]. Deux principaux phénomènes gouvernent la croissance additive de matière : une interaction fluide/solide entre l'écoulement supersonique et les poudres qu'il entraîne, et la collision balistique de ces poudres qui sont projetées sur un substrat cible. Ces deux phénomènes sont liés par le comportement en vol des poudres qu'on décrit généralement par la vitesse et la température de celles-ci avant la collision. Si la vitesse des poudres a été largement caractérisée dans la littérature de la projection à froid, il n'en est pas de même pour la température. Des seuils de vitesse adéquate (vitesse critique d'adhésion) ont été identifiés pour plusieurs matériaux, à l'aide de mesure vélocimétrique fiable utilisant des systèmes laser [3–5]. Des modèles empiriques montrent un effet de la température en vol des poudres ( $T_p$ ) sur la vitesse critique. Une augmentation de  $T_p$  peut favoriser un adoucissement thermomécanique qui peut améliorer l'adhésion des poudres [6–9], augmenter les surfaces de liaison [3,6], ou rompre les oxydes à la surface des poudres [9], grâce à une capacité de déformation mécanique plus importante [3,4,6].

Dans l'écoulement supersonique anisotherme, les poudres micrométriques sont soumises à un échange convectif pariétal suivant la valeur locale de la température dans le flux de gaz. Il est aujourd'hui très difficile de mesurer expérimentalement le champ thermique des poudres en raison de leur taille micrométrique combinée à leur vitesse très élevée (plusieurs centaines de m/s) et de l'absence de rayonnement suffisamment sensible à une détection de variation thermique par métrologie optique robuste. En effet, la projection à froid implique de basses températures à cause de la détente supersonique du gaz porteur. De ce fait, on a recours généralement à la simulation numérique pour estimer la température des poudres à une position spatiale dans le jet en les considérant comme une phase discrète dont la température calculée est supposée uniforme instantanément. Dans ce papier, on propose d'étudier le gradient thermique des poudres dans le jet de gaz pour discuter la notion de  $T_p$  uniforme instantanée et les conditions permettant de l'admettre, à partir d'une comparaison du temps de résidence des poudres dans le jet de gaz lorsqu'elles parcourent des distances infinitésimales, et du temps d'établissement d'un gradient thermique quasi-uniforme au sein des poudres. On utilisera une approche analytique couplée à une simulation numérique de la convection thermique pariétale entre une poudre et l'écoulement supersonique.

## 2. Convection thermique pariétale et champ thermique dans les poudres

Le champ thermique transitoire dans la poudre pendant la projection à froid peut être caractérisé par une simulation de l'échange thermo-convectif pariétal à l'aide d'un modèle simplifié restreint au voisinage de la poudre pour se focaliser sur le transfert thermique par convection à sa paroi, et par conduction à l'intérieur. La taille micrométrique des poudres représente une longueur trop petite pour envisager une variation locale de densité, température, pression, et vitesse du fluide. L'évolution de ces variables sur une telle distance infinitésimale est insignifiante. Les variations dues à l'écoulement compressible se font plutôt à l'échelle de la buse alors que les paramètres du fluide en un point de l'abscisse curviligne de l'écoulement se décrit simplement par la température, la pression, la vitesse et la densité à cet endroit, ce qui permet de simplifier l'échange thermo-convectif pariétal entre la poudre et le fluide qui l'entourne, par un écoulement local incompressible sur un domaine fluide suffisamment réduit autour de la poudre. On considère des dimensions faibles avec des conditions aux limites et des conditions initiales adéquates décrites par les caractéristiques locales du gaz (température, vitesse et pression qu'on notera  $T_\infty, V_\infty, P_\infty$ ). En adoptant le repère de la poudre comme repère d'observation, le transfert thermo-convectif entre la poudre et le fluide s'effectue alors à travers une paroi fixe, et avec la vitesse relative fluide/poudre ( $V_\infty = V_g - V_p$ ) laquelle est prescrite à l'entrée du domaine fluide. La condition de sortie est un écoulement libre décrit par une contrainte normale nulle et un flux thermique normal à la frontière de sortie de l'écoulement. Les autres frontières du domaine fluide sont soumises aux conditions ( $T_\infty, P_\infty$ ). Cette simulation numérique phénoménologique permettra d'analyser le gradient thermique transitoire dans la poudre suivant l'évolution de l'écoulement pariétal, en indiquant aussi l'ordre de grandeur du temps caractéristique à partir duquel un champ thermique quasi-uniforme s'établit. Des conductivités thermiques extrêmes rencontrées en projection à froid sont étudiées, c'est-à-dire, des poudres de cuivre et des poudres de cermet, entre autres. On considérera aussi, d'une part la granulométrie préconisée dans la littérature [10] en prenant la taille moyenne largement utilisée qui est identique pour ces deux matériaux ( $D_p=50 \mu m$ ) ; et d'autre part des conditions typiques de projection les plus favorables à une forte sollicitation thermique dans les poudres, c'est-à-dire, une poudre initialement à température ambiante  $T_0=20 \text{ }^\circ\text{C}$ , des conditions de pressurisation de l'air, utilisé comme gaz principal, qui conduisent à des ordres de grandeur de  $V_\infty=600 \text{ m/s}$ ,  $T_\infty=800 \text{ }^\circ\text{C}$ , et  $P_\infty=40 \text{ bar}$  [11]. La simulation numérique, réalisée avec le logiciel Comsol, considère l'air comme un fluide newtonien à propriétés thermo-dépendantes.

L'évolution typique du champ thermique transitoire des poudres débute par un gradient radial (Figure 1a) en raison de l'écoulement laminaire axisymétrique dans les premiers instants de l'échange thermo-convectif (Figure 1b). Le gradient thermique dans la poudre est ensuite perturbé à cause de l'instabilité de l'écoulement aval. La distribution de température devient irrégulière avec un fort gradient qui persiste. La poudre est continuellement chauffée par l'écoulement amont qui maintient un niveau de température plus élevé à cet endroit. Le gradient thermique dans la poudre évolue alors depuis la zone amont vers la zone aval (Figure 1c). Avec l'oscillation entretenue de l'écoulement aval (Figure 1d), cette configuration de gradient thermique perdure pour devenir un régime de conduction thermique stable dans les poudres, avec le niveau de gradient qui se réduit dans le temps. Il n'y pas de distribution de température uniforme dans le sens strict du terme mais le faible écart de gradient ( $\Delta T$ ) qui se stabilise à partir d'un instant  $t$ , permet de concevoir une définition du temps caractéristique de température uniforme noté  $t_U$ . En effet, l'écart  $\Delta T$  décroît vers une valeur asymptotique faible. Cette convergence permet d'identifier  $t_U$ , évalué à  $10^{-6}$ - $10^{-7}$  s pour les poudres Cu et WC-Co (Tableau 1). Bien que ces valeurs soit faibles comparées à la durée caractéristique de formation d'une couche additive de l'ordre de  $10^{-4}$ - $10^{-3}$  s en projection à froid [11], une instantanéité de température uniforme basée uniquement sur ces faibles valeurs de  $t_U$  devient une notion

subjective sans quantification de temps de référence adéquat à l'échelle des poudres. La section suivante discute de cette notion d'instantanéité en se basant sur le temps de résidence de la poudre défini par le temps de parcours sur une distance infinitésimale, noté  $t_p$ . La confrontation de  $t_p$  et  $t_U$  donnera une indication de distance de référence pour laquelle la température uniforme instantanée prévaut. Dans la littérature, on utilise généralement une unité de 1mm pour simuler la température en vol des poudres le long de la buse. Cette référence est toutefois très élevée comparée à la taille des poudres. Des valeurs plus petites, comparable à la taille des poudres, sont considérées pour notre étude comparative.

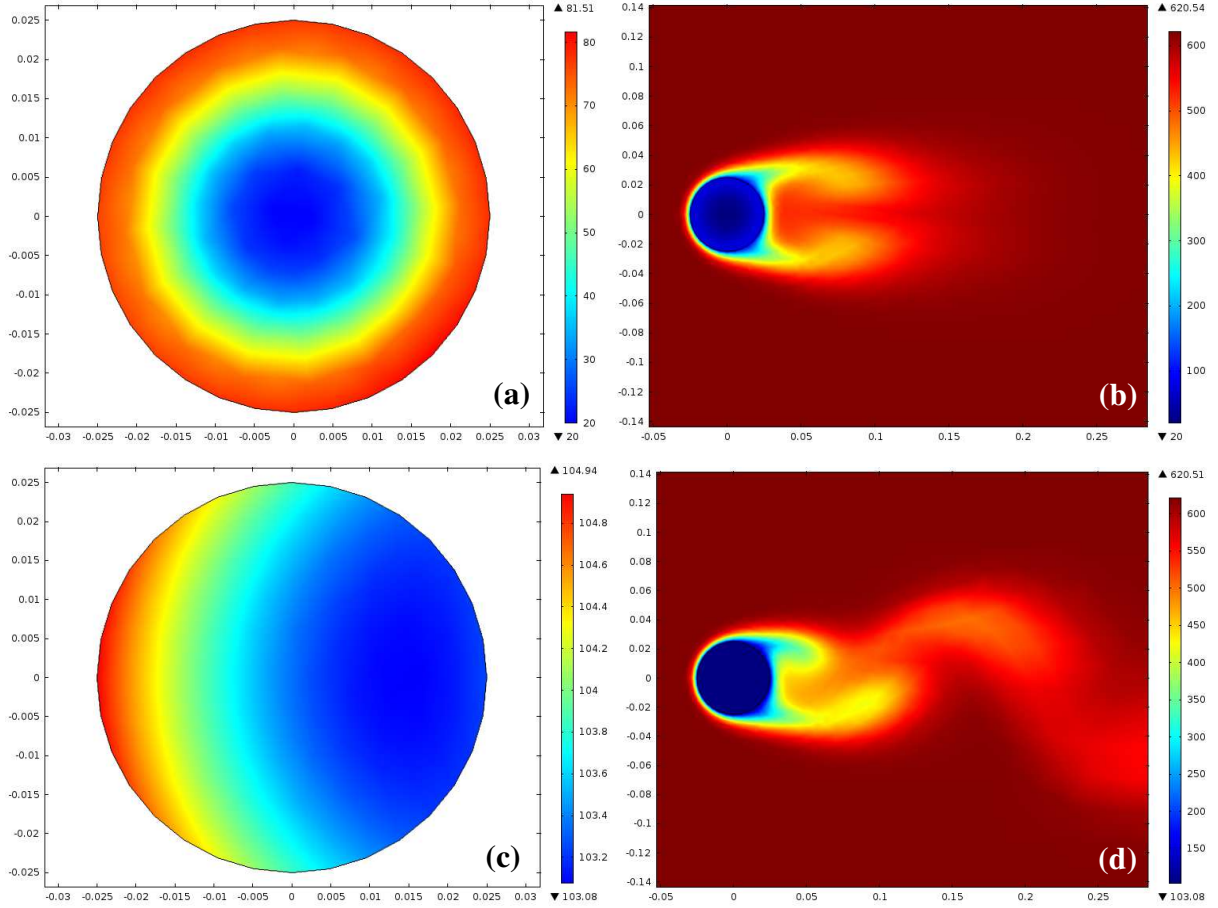


Figure 1 : Evolution typique du champ thermique transitoire ( $^{\circ}\text{C}$ ) des poudres dû à l'échange thermoconvectif avec l'écoulement anisotherme. Régime de gradient thermique radial (a) dû à un écoulement laminaire (b) ( $t=10^{-7}$  s), et régime de gradient établi (c) en dépit de la turbulence de l'écoulement (d) ( $t=10^{-4}$  s). Taille des poudres en  $\mu\text{m}$  sur les figures (a) et (c).

### 3. Validité de la notion de température instantanément uniforme

Le temps de résidence des poudres s'obtient par la résolution de l'équation de mouvement décrite par la seconde loi de Newton. L'équation (Eq. 1) donne la formulation Lagrangienne du mouvement des poudres entraînées par l'écoulement du gaz. Elle est gouvernée par la force de trainée  $F_D$  qui modélise l'action du fluide sur la poudre. La force gravitationnelle des poudres est négligée en raison de l'inertie prédominante produite par l'écoulement supersonique. La résolution analytique de ce modèle [11] donne une expression du temps de résidence décrite par des fonctions de Lambert (Eq. 2).

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = \frac{3}{4} \frac{\rho_g}{\rho_p} \frac{m_p}{D_p} C_D (V_g - V_p) |V_g - V_p| \quad (1)$$

$$t_p = -\frac{4\rho_p D_p}{3\rho_g C_D} \left\{ \frac{1}{V_g - V_{p0}} + \frac{1}{V_g} W \left[ \frac{-V_g}{V_g - V_{p0}} e^{\frac{-V_g}{V_g - V_{p0}}} e^{-\frac{3\rho_g C_D}{4\rho_p D_p}(dx)} \right] \right\} \quad (2)$$

Où la fonction  $W$  représente la branche  $W_{-1}$  des fonctions de Lambert dont des approximations correctes sont décrites par les relations (Eq. 3-5) [12]. Les données de calcul pour notre étude sont bien définies dans le domaine de variation des fonctions  $W_{-1}$  de Lambert.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } -\frac{1}{e} \leq x < -0.333, \\ W_{-1}(x) = -1 + p - \frac{1}{3}p^2 + \frac{11}{72}p^3 - \frac{43}{540}p^4 + \frac{769}{17280}p^5 - \frac{221}{8505}p^6 \\ \text{avec } p = -\sqrt{2(ex + 1)} \end{array} \right. \quad (3)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } -0.333 \leq x \leq -0.033, \\ W_{-1}(x) = \frac{-8.0960 + 391.0025x - 47.4252x^2 - 4877.6330x^3 - 5532.7760x^4}{1 - 82.9423x + 433.8688x^2 + 1515.3060x^3} \end{array} \right. \quad (4)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Pour } 0.033 \leq x < 0, \\ W_{-1}(x) = L_1 - L_2 + \frac{L_1}{L_2} + \frac{(-2+L_2)L_2}{2L_1^2} + \frac{(6-9L_2+2L_2^2)L_2}{6L_1^3} + \frac{(-12+36L_2-22L_2^2+3L_2^3)L_2}{12L_1^4} \\ + \frac{(60-300L_2+350L_2^2-125L_2^3+12L_2^4)L_2}{60L_1^5} \\ \text{avec } L_1 = \ln(-x); L_2 = \ln(-\ln(-x)); \end{array} \right. \quad (5)$$

En considérant des distances infinitésimales  $dx$  micrométriques (1  $\mu\text{m}$ , 10  $\mu\text{m}$ , et 100  $\mu\text{m}$ ) en plus de la référence générale ( $dx=1$  mm), on trouve des valeurs de temps caractéristique de résidence variant entre  $10^{-9}$  s et  $10^{-6}$  s (Tableau 1). Si  $t_p > t_U$ , alors la poudre adopte une distribution de température uniforme avant qu'elle ait parcouru la distance  $dx$  associée à  $t_p$ . La notion de température "instantanément" uniforme prévaut alors pour cette distance infinitésimale. Dans le cas contraire, cette notion devient discutable, ce qui est le cas des distances micrométriques surtout lorsqu'elles doivent être courtes. Si l'unité de référence  $dx=1$ mm valide en général l'hypothèse de température instantanément uniforme, la confrontation des temps caractéristique  $t_p$  et  $t_U$  pour les autres cas de  $dx$  infinitésimales montre les limites de cette hypothèse. Lorsque les poudres parcourent des petites distances inférieures à 10  $\mu\text{m}$ , leur température n'est plus uniforme mais présente un gradient thermique. Au-delà de cette distance, le gradient thermique évolue ensuite vers un champ quasi-uniforme, car la variation locale des variables d'état du gaz est négligeable au voisinage des poudres comparée à la variation globale le long de la buse lors de la détente supersonique, comme nous l'avons déjà postulé dans nos hypothèses de travail. Ainsi, le choix d'unité de référence en termes de distance infinitésimale parcourue justifie l'adéquation d'un état de champ température instantanément uniforme dans la poudre.

Poudre	$D_p$ ( $\mu\text{m}$ )	$V_\infty$ (m/s)	$T_\infty$ ( $^\circ\text{C}$ )	$t_p/t_U$ pour différent $dx$				$t_U$ (s)	$\Delta T$ ( $^\circ\text{C}$ )
				1 $\mu\text{m}$	10 $\mu\text{m}$	100 $\mu\text{m}$	1 mm		
Cu	50	400	400	0.1	0.3	1	4	$2.10^{-6}$	0.6
		700	800	0.04	0.2	1	2	$2.10^{-6}$	1.1
WC-Co	50	400	400	0.3	1	3	13	$9.10^{-7}$	3
		700	800	0.1	0.4	1	5	$1.10^{-6}$	4

Tableau 1 : Confrontation des temps caractéristiques de résidence et de température quasi-uniforme.

#### 4. Critère analytique de température uniforme en projection à froid

Une approche analytique a l'avantage de pouvoir corrélérer l'ensemble des paramètres de la projection à froid (paramètres opératoires et caractéristiques poudres) aux réponses thermiques et cinématiques des poudres. Le problème de transfert radial en coordonnée sphérique, avec une condition aux limites de Fourier (loi de Newton) pour modéliser la convection pariétale autour de la poudre peut être résolu en utilisant une formulation adimensionnelle (Eq. 6-8) et une forme de solution spatio-temporelle à variables séparées (Eq. 9) qui donnent un problème de Sturm-Liouville (Eq. 10-12).

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{1}{\tilde{r}^2} \frac{d}{d\tilde{r}} \left[ \tilde{r}^2 \frac{d\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t})}{d\tilde{r}} \right] = \frac{d\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t})}{d\tilde{t}} \quad \text{pour } \begin{cases} \tilde{r} \in [0, 1] \\ \tilde{t} \geq 0 \end{cases} \\ -\frac{d\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t})}{d\tilde{r}} \Big|_{\tilde{r}=\pm 1} = Bi \tilde{T}_p(\pm 1, \tilde{t}) \\ \tilde{T}_p(\tilde{r}, 0) = 1 \end{array} \right. \quad \text{avec } \begin{cases} \tilde{t} = \frac{t}{\tau} \text{ où } \tau = \frac{(D_p)^2}{\alpha} \\ \tilde{r} = \frac{r}{\frac{D_p}{2}} \\ \tilde{T} = \frac{T - T_\infty}{T_0 - T_\infty} \end{cases} \quad (6-8)$$

$$\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t}) = g(\tilde{r})f(\tilde{t}) \text{ avec } g(\tilde{r}) \text{ de forme } \phi(\tilde{r})/\tilde{r} \quad (9)$$

$$\begin{cases} \phi''(\tilde{r}) + \zeta^2 \phi(\tilde{r}) = 0 \\ \pm \frac{\phi'(\pm 1)}{\phi(\pm 1)} = 1 - Bi \\ \phi(\tilde{r}) = f(0)^{-1} \tilde{r} \end{cases} \quad (10-12)$$

Le système d'équation (Eq. 10-12) forme un problème à valeur propre dont la forme de la solution (Eq. 13) dépend des valeurs propres, notées  $\zeta_i$ , données par l'équation transcendante (Eq. 11). Comme l'expression de la température doit être continue et finie lorsque  $\tilde{r} \rightarrow 0$ , la solution  $\phi_i(\tilde{r})$  est réduite au terme  $\beta_i \sin(\zeta_i \tilde{r})$  qui définit la forme finale de l'équation transcendante (Eq. 14).

$$\phi_i(\tilde{r}) = \xi_i \cos(\zeta_i \tilde{r}) + \beta_i \sin(\zeta_i \tilde{r}) \quad (13)$$

$$\frac{\zeta_i}{\tan \zeta_i} = 1 - Bi \quad (14)$$

Le coefficient  $\beta_i$  est déterminé selon le théorème de Sturm-Liouville qui considère l'orthogonalité des fonctions propres  $\sin(\zeta_i \tilde{r})$ . Les coefficients  $\beta_i$  sont alors les valeurs normées des coefficients de Fourier qui satisfont l'équation de condition initiale (Eq. 12). La combinaison linéaire des solutions  $\phi_i(\tilde{r})$  conduit à la solution générale (Eq. 15) donnée par la forme (Eq. 9). Finalement, en remplaçant les variables adimensionnelles par leurs expressions, on obtient la solution analytique de la température qu'on peut réduire au premier terme ( $i = 1$ ) car la fonction  $\left\{ \theta(\zeta_i) e^{-\zeta_i^2 Fo} \right\}$  pour ( $i \geq 2$ ) est négligeable dans notre étude. On aboutit alors à une forme simplifiée (Eq. 16) qui donne une condition d'établissement de température uniforme en appliquant  $T_p(D_p/2, t) = T_p(0, t)$ .

$$\tilde{T}_p(\tilde{r}, \tilde{t}) = 2 \sum_{i=1}^n \frac{(\sin \zeta_i - \zeta_i \cos \zeta_i)}{(\zeta_i - \sin \zeta_i \cos \zeta_i)} e^{-\zeta_i^2 \tilde{t}} \frac{\sin(\zeta_i \tilde{r})}{\zeta_i \tilde{r}} \quad (15)$$

$$T_p(r, t) = (T_0 - T_\infty) \left[ 2 \frac{\sin \zeta - \zeta \cos \zeta}{\zeta - \sin \zeta \cos \zeta} e^{-\zeta^2 \frac{\lambda_p}{\rho_p c_{pp} D_p^2} t} \frac{1}{\frac{2\zeta r}{D_p}} \sin\left(\frac{2\zeta}{D_p} r\right) \right] + T_0 \quad (16)$$

On déduit de la relation (Eq. 16) un critère générique  $\sin(\zeta)/\zeta = 1$ . Les valeurs propres  $\zeta$  de l'équation transcendante pour  $Bi \lesssim 0.2$  satisfont à ce critère. En adoptant une valeur critique  $Bi_{cr} = 0.2$ , une condition ( $Bi \lesssim Bi_{cr}$ ) permet d'établir une corrélation qui peut combiner les

caractéristiques des poudres, du gaz, et de l'écoulement. Le nombre de Biot pouvant être défini en fonction du nombre de Nusselt qu'on remplace ensuite par la corrélation de Ranz-Marshall, puis en utilisant l'expression du nombre de Reynolds en fonction de la vitesse  $V_\infty$ , on établit l'équation (Eq. 17). Le critère ( $Bi \lesssim Bi_{cr}$ ) pour une température uniforme donne la condition paramétrique (Eq. 18).

$$\frac{V_\infty D_p}{2} = 5.5 \frac{\nu}{Pr^{\frac{2}{3}}} \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_g} Bi - 1 \right)^2 \quad (17)$$

$$\frac{V_\infty D_p}{\frac{10\nu}{Pr^{\frac{2}{3}}} \left( \frac{\lambda_p}{\lambda_g} Bi_{cr} - 1 \right)^2} \lesssim 1 \quad (18)$$

La relation (Eq. 18) définit une relation analytique où le terme à gauche qu'on désigne par la notation  $RUT_p$  (ratio pour  $T_p$  uniforme) corrèle l'effet de la vitesse de l'écoulement  $V_\infty$  à la surface de la poudre, aux propriétés thermo-physiques du gaz, et à l'effet de conduction thermique dans la poudre gouvernée par son diamètre  $D_p$  et sa conductivité thermique  $\lambda_p$ . Les isovaleurs de  $RUT_p$  (Figure 2a) montrent que le critère  $RUT_p < 1$  est généralement satisfait pour différents matériaux en comparant la gamme de  $V_\infty D_p$  en projection à froid (Figure 2b) à la zone de vérifiant  $RUT_p < 1$  (Figure 2a). Cette concordance montre que le champ de température au sein des poudres peut être uniforme pour l'ensemble des matériaux en projection à froid utilisant l'air comprimé comme gaz d'écoulement supersonique. La notion d'instantanéité est valable pour une unité de distance de référence de 1mm d'après les conclusions de l'analyse vue dans la section précédente. Le critère  $RUT_p < 1$  est ainsi prédictif pour plusieurs cas de conditions de travail considérés en projection à froid. C'est une autre conclusion majeure qui ressort de cette étude.

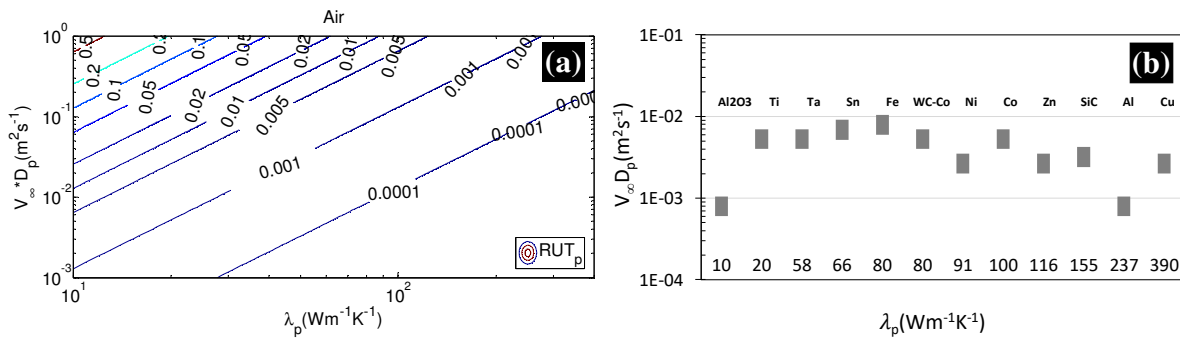


Figure 2: Isovaleurs du critère  $RUT_p$  et comparaison avec la gamme expérimentale déduite de [10].

## 5. Conclusion

L'éventualité d'une température instantanément uniforme dans les poudres micrométriques lors de la projection à froid est une notion subjective qui est vraie lorsque l'unité de distance référentielle est de 1mm pour simuler l'interaction écoulement supersonique/poudre qui considère les poudres comme une phase discrète. C'est une conclusion qui ressort d'une comparaison entre le temps caractéristique de résidence obtenu par une résolution analytique de l'équation de mouvement Lagrangien des poudres, et le temps caractéristique de champ de température quasi-uniforme établi à partir d'une simulation CFD de l'échange thermo-convectif pariétal. La solution analytique de la température dans une poudre, en coordonnées sphériques, donne une corrélation adimensionnelle prédictive qui permet d'indiquer des conditions d'adéquation pour une température instantanément uniforme, en fonction des paramètres d'écoulement, des propriétés du gaz et des caractéristiques de la poudre étudiée. Une simulation

CFD avec un milieu poudre en mouvement, utilisant la technique "immersed boundary method", permettra une meilleure caractérisation de la convection pariétale.

## Références

- [1] R.N. Raelison, *Cold-Spray Coatings: Recent Trends and Future Perspectives*, USA, Springer International Publishing (2018).
- [2] R.N. Raelison, Ch. Verdy, H. Liao, Cold gas dynamic spray additive manufacturing today: Deposit possibilities, technological solutions and viable applications, *Mat. Des.*, 133 (2017), 266–287.
- [3] T. Schmidt, F. Gärtner, H. Assadi, H. Kreye, Development of a generalized parameter window for cold spray deposition, *Acta Mat.*, 54 (2006), 729–742.
- [4] H. Assadi, T. Schmidt, H. Richter, J.-O. Kliemann, K. Binder, F. Gärtner, T. Klassen, H. Kreye, On Parameter Selection in Cold Spraying, *J. Therm. Spray. Tech.*, 20 (2011), 1161–1176.
- [5] H. Assadi, F. Gärtner, T. Stoltenhoff, H. Kreye, Bonding mechanism in cold gas spraying, *Acta Mat.*, 51 (2003), 4379–4394.
- [6] T. Schmidt, H. Assadi, F. Gärtner, H. Richter, T. Stoltenhoff, H. Kreye, T. Klassen, From Particle Acceleration to Impact and Bonding in Cold Spraying, *J. Therm. Spray. Tech.*, 18 (2009), 794–808.
- [7] X.-J. Ning, J.-H. Jang, H.-J. Kim, The effects of powder properties on in-flight particle velocity and deposition process during low pressure cold spray process, *App. Surf. Sci.*, 253 (2007), 7449–7455.
- [8] K.H. Ko, J.O. Choi, H. Lee, Pretreatment effect of Cu feedstock on cold-sprayed coatings, *J. Mat. Proc. Techno.*, 214 (2014), 1530–1535.
- [9] Y. Xie, M.-P. Planche, R. Raelison, P. Hervé, X. Suo, P. He, H. Liao, Investigation on the influence of particle preheating temperature on bonding of cold-sprayed nickel coatings, *Surf. Coat. Techno.*, 318 (2017), 99–105.
- [10] R.N. Raelison, Y. Xie, T. Sapanathan, M.P. Planche, R. Kromer, S. Costil, C. Langlade, Cold gas dynamic spray technology: A comprehensive review of processing conditions for various technological developments till to date, *Add. Manuf.*, 19 (2018), 134–159.
- [11] R.N. Raelison, Analytical description of solid particles kinematics due to a fluid flow and application to the depiction of characteristic kinematics in cold spraying, *Powd. Technol.*, 319 (2017), 191–203.
- [12] F. Chapeau-Blondeau, A. Monir, Numerical evaluation of the Lambert W function and application to generation of generalized Gaussian noise with exponent  $1/2$ , *IEEE Tran. Sign. Proc.*, 50 (2002), 2160–2165.