



HAL
open science

Modélisation du procédé de fabrication additive par fusion laser sélective sur lit de poudre par la méthode des éléments discrets

Willy Leclerc, Aya Chams

► To cite this version:

Willy Leclerc, Aya Chams. Modélisation du procédé de fabrication additive par fusion laser sélective sur lit de poudre par la méthode des éléments discrets. 15ème colloque national en calcul des structures, Université Polytechnique Hauts-de-France [UPHF], May 2022, 83400 Hyères-les-Palmiers, France. hal-03718297

HAL Id: hal-03718297

<https://hal.science/hal-03718297v1>

Submitted on 8 Jul 2022

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.

Modélisation du procédé de fabrication additive par fusion laser sélective sur lit de poudre par la méthode des éléments discrets

W. Leclerc¹, A. Chams²

¹ Laboratoire des Technologies Innovantes, Université de Picardie Jules Verne, willy.leclerc@u-picardie.fr

² Department of Mechanical Engineering, Université d'Ottawa, acham036@uOttawa.ca

Abstract — Ce papier traite d'une approche de modélisation du procédé de fusion laser sélective sur lit de poudre par la méthode des éléments discrets. L'interaction thermomécanique laser/poudre est ici simulée à l'échelle d'une ou quelques couches de poudre. Les paramètres dimensionnels et thermiques du bain fondu obtenu avec le modèle de Gusarov sont d'abord validés en comparaison avec des résultats de la littérature. L'impression d'une pièce géométrique simple est ensuite simulée afin de mettre en avant le bénéfice de cette approche à optimiser le procédé en fonction de paramètres du laser et du procédé.

Mots clés — procédé LB-PBF, méthode des éléments discrets, modélisation numérique.

1 Introduction

Le procédé de fusion laser sélective sur lit de poudre métallique, plus communément désigné sous le nom de LB-PBF (Laser Beam - Powder Bed Fusion), est une technique de Fabrication Additive (FA) basée sur la fusion sélective par faisceau laser de couches de poudre métallique déposées successivement jusqu'à obtention d'une pièce brute. Ce type de procédé permet la fabrication de pièces de forme géométrique complexe destinées au prototypage et à la production en petite série dans divers secteurs (aéronautique, aérospatial, dentaire, médecine, luxe, . . .). Les principaux défis posés par la technologie LB-PBF consistent à fabriquer des pièces denses aux propriétés mécaniques normalisées, une bonne qualité de surface et une précision géométrique acceptable. Divers paramètres liés à la poudre (matériau, granulométrie, épaisseur des couches, ...) et au laser (vitesse, puissance, taille du faisceau, ...) affectent le procédé et les propriétés mécaniques (coefficients élastiques, résistance, tenue en fatigue) des pièces fabriquées. Le procédé LB-PBF fait intervenir un couplage entre différentes physiques, en thermique (conduction, convection, rayonnement, absorption d'énergie), en mécanique (dilatation thermique, contraintes et déformations résiduelles, endommagement) et en métallurgie (fusion, chaleur latente). Les phénomènes physiques sous-jacents interviennent à des échelles très fines de temps et d'espace, les rendant ainsi difficiles à observer d'un point de vue expérimental. C'est pourquoi, des modèles numériques prédictifs capables de reproduire les phénomènes multi-échelles et multi-échelles intervenant durant le procédé LB-PBF sont d'un intérêt réel pour mieux comprendre leurs mécanismes et leur influence sur le comportement mécanique des pièces produites par FA.

A ces fins, différentes études ont tiré bénéfice de la Méthode des Eléments Finis (MEF), parmi lesquelles deux types d'approche se distinguent selon l'échelle de modélisation: à l'échelle de la couche de poudre ou à l'échelle de la pièce. Ainsi, divers travaux ont porté sur l'étude de l'interaction thermomécanique entre le faisceau laser et le bain fondu à travers la modélisation d'une ou plusieurs couches de poudre [1, 2]. D'autres contributions ont considéré des modèles continus multi-échelles permettant de prédire les effets de distorsion et évaluer les contraintes thermiques résiduelles [3, 4]. Plus récemment, des travaux fondateurs ont mis en avant le potentiel de la MED à modéliser les procédés de FA [5], notamment le procédé basé sur le frittage sélectif par laser [6]. Ces travaux ont mis en avant les bénéfices de la Méthode des Eléments Discrets (MED) à modéliser non-seulement le dépôt de la poudre [7] mais également les phénomènes thermomécaniques intervenant durant l'interaction laser-poudre ainsi que le comportement mécanique de la pièce produite. La MED présente en effet l'avantage de pouvoir décrire à la fois la nature particulière de la poudre et le caractère continu de la matière consolidée dans un cadre multi-échelles et multi-physiques [8, 9]. L'objectif de la présente contribution consiste à mettre en place une approche de modélisation du procédé LB-PBF basée sur la MED. L'accent est ici placé sur la sim-

ulation de l'interaction thermomécanique laser-poudre à l'échelle de quelques couches de poudre sans prise en compte des phénomènes fluides complexes intervenant dans le bain de fusion (effet Marangoni, phénomène de "balling", instabilité de Rayleigh, ...) lesquels feront l'objet d'un développement ultérieur.

2 Approche de modélisation discrète

2.1 Comportement mécanique

2.1.1 Modèle de contact

Chaque grain de poudre est représenté par un Élément Discret (ED) sphérique interagissant avec ses voisins via des forces de contact interparticulaire, d'amortissement et de gravité. A l'état solide, avant fusion, des paramètres mécaniques (module de Young, densité) sont associés à chaque ED et le contact est supposé élastique et régi par le modèle de Hertz selon le degré d'interpénétration U_n des particules:

$$F_n = \begin{cases} k_n U_n & \text{si } U_n \leq 0 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1) \quad F_t = \begin{cases} f \|F_n\| \frac{U_t}{\|U_t\|} & \text{si } \|k_t U_t\| \geq f \|F_n\| \\ k_t U_t & \text{sinon} \end{cases} \quad (2)$$

où F_n et F_t désignent les efforts de contact normal et tangentiel, f est le coefficient de friction et U_t est le déplacement tangentiel. k_n et k_t sont les rigidités de contact normal et tangentiel dont les expressions dépendent des propriétés mécaniques et du rayon de chaque particule.

2.1.2 Modèle cohésif

D'un point de vue mécanique, nous considérons une approche binaire de changement de phase pour laquelle la phase solide "poudre" passe à un état consolidé à partir d'une température seuil T_s , la phase consolidée pouvant être soit associée à une phase liquide ou solide selon l'historique de température. En pratique, nous considérons que l'état consolidé est atteint à l'échelle du contact interparticulaire lorsque la température des deux particules en contact est supérieure à T_s . Le contact de Hertz est alors désactivé et remplacé par un contact cohésif régi par un élément poutre de type Euler-Bernoulli [8]. Ce choix de modèle se justifie par les travaux existants dans la littérature qui ont montré sa capacité à être couplé à des modèles physiques de transfert thermique [9]. Concrètement, chaque lien cohésif entre deux particules i et j de rayons r_i et r_j est modélisé par un élément poutre de module de Young local E_μ , de longueur $l_\mu \approx r_i + r_j$ et de section circulaire de diamètre $d_\mu = r_\mu l_\mu$. où r_μ peut être vu comme le diamètre adimensionné de la poutre. Chaque élément cohésif est contrôlé par le vecteur des efforts généralisés lequel inclut des composantes normale et tangentielle de la force ainsi que des termes de moment en flexion et torsion dont les expressions dérivent d'un système matriciel [8]. Sous certaines conditions, le modèle cohésif dépend uniquement du couple de paramètres locaux (E_μ , r_μ) lesquels sont reliés aux propriétés élastiques (E_M, ν_M) du milieu continu par le biais de courbes de calibration [8].

2.2 Comportement thermique

2.2.1 Modèle de conductance/conduction

La température de chaque particule est supposée uniforme de sorte qu'une température T_i est associée à chaque ED i . Dans l'hypothèse que les effets radiatifs et convectifs sont négligés, celle-ci évolue au cours du temps selon l'équation de la chaleur:

$$C_i \frac{dT_i}{dt} = Q_i + \sum_{j=1}^{n_i} Q_{ij} \quad (3)$$

où C_i peut être vu comme une capacité thermique effective, Q_i représente la source de chaleur externe à la particule i , Q_{ij} désigne le flux thermique transmis par une particule j voisine de i et n_i est le nombre de particules voisines de i lequel est proche de 7 dans notre cas. le flux thermique Q_{ij} s'exprime en fonction des températures des particules i et j comme suit:

$$Q_{ij} = H_{ij}^{eff} (T_j - T_i) \quad (4)$$

où H_{ij}^{eff} peut être vu comme un coefficient de conductance thermique. Les expressions de C_i et H_{ij}^{eff} dépendent de la phase (poudre/consolidée) associée à la particule i .

Phase "poudre" Dans le cas de la phase "poudre" non-consolidée, la diffusion thermique s'effectue par conductance à l'échelle du contact élémentaire via un modèle faisant intervenir à la fois la conductivité aux frontières h_i et h_j des particules en contact i et j ainsi qu'une conductivité de contact h_{ij}^{con} :

$$H_{ij}^{eff} = \left(\frac{1}{h_i} + \frac{1}{h_j} + \frac{1}{h_{ij}^{con}} \right)^{-1} \quad (5)$$

où h_i , h_j et h_{ij}^{con} dépendent des conductivités thermiques des grains λ_i et λ_j ainsi que de la conductivité thermique du fluide environnant λ_f selon les expressions données par Yun et al. [10]. La capacité thermique effective C_i associée à une particule i dépend elle de sa capacité massique c_i^p , de sa masse volumique ρ_i^p ainsi que de son volume v_i comme suit:

$$C_i = \rho_i^p v_i c_i^p \quad (6)$$

Phase "consolidée" La phase consolidée est modélisée selon l'approche proposée par Haddad et al. [9] dans laquelle un Élément Représentatif (ER) est associé à chaque particule pour décrire un milieu continu. Dans ce concept, l'ER d'un ED i est défini par son volume $\Omega_i = v_i/\phi$, où ϕ est la fraction volumique locale occupée par les particules laquelle est fixée à 0.64 dans notre cas, ainsi que par sa surface laquelle est corrélée à la surface de la particule par un coefficient adimensionnel C_t dont la valeur est ici fixée à 0.2 selon les études réalisées par Haddad et al. . L'expression de H_{ij}^{eff} est alors la suivante:

$$H_{ij}^{eff} = C_t \frac{\lambda^c s_{ij}}{d_{ij}}; \quad (7)$$

où λ^c est la conductivité thermique du milieu continu, s_{ij} est la surface moyenne des particules i et j et d_{ij} est la distance interparticulaire. La capacité thermique effective C_i , ici associée à l'ER de l'ED i , dépend de la capacité massique c_i^c , de la masse volumique ρ_i^c ainsi que du volume Ω_i de l'ER:

$$C_i = \rho_i^c \Omega_i c_i^c \quad (8)$$

2.2.2 Source de chaleur externe

La source de chaleur externe liée à l'interaction entre la poudre et le laser est introduite dans l'équation de la chaleur par le terme Q_i . Nous considérons ici trois modèles de source de chaleur externe issus de la littérature: le modèle de Beer-Lambert, celui de Gusarov et le modèle de Goldak. En pratique, une source effective $Q_i^{eff} = \frac{2}{3}Q_i$ est considérée afin de prendre en compte les pertes d'énergie notamment liées aux effets de radiation et de vaporisation.

Modèle de Beer-Lambert Le modèle de Beer-Lambert [6] se fonde sur une décroissance exponentielle de l'intensité lumineuse dans les directions radiale (s) et axiale (z) par rapport à la position du laser. La source associée Q_i^{bl} s'exprime à l'échelle d'une particule i comme suit:

$$Q_i^{bl} = \zeta \pi r_i^2 \frac{2Q_{las}}{\pi \omega^2} G(s, z) \quad (9)$$

où ζ est l'absorptivité du matériau, Q_{las} est la puissance du laser, ω est la taille du faisceau du laser et $G(s, z)$ est une fonction gaussienne qui dépend des positions radiale et axiale de l'ED i par rapport à la position du laser.

Modèle de Gusarov Le modèle de Gusarov [1, 2] prend en compte l'absorption partielle du flux incident et les effets de dispersion multidirectionnelle liés à l'émission/absorption multiple du flux incident non-absorbé. Il faut toutefois préciser que la partie réabsorbée est généralement supposée comme négligeable par rapport au flux incident. La source associée Q_i^{gus} s'exprime comme suit:

$$Q_i^{gus} = \frac{3v_i(1-\phi)}{4r_i\phi^2} \frac{3Q_{las}}{\pi\omega^2} f(s)g(z) \quad (10)$$

où $f(s)$ et $g(z)$ sont deux fonctions dépendant respectivement de la position radiale et axiale de l'ED i par rapport à la position du laser.

Modèle de Goldak Le modèle de Goldak [11] suppose que le bain de fusion se représente sous la forme de deux demi-ellipsoïdes dans lesquelles la chaleur est définie par une distribution gaussienne. Dans cette approche, les demi-axes, a , b et c décrivent le volume fondu où a prend deux valeurs possibles a_f et a_r selon la position (x,y,z) de l'ED en amont ($x > 0$) ou en aval ($x \leq 0$) du laser. La source de chaleur est ainsi définie en fonction des deux expressions possibles suivantes:

$$\begin{cases} Q_i^{sol,f} = \zeta \frac{v_i}{a_f \phi} \frac{6\sqrt{3}Q_{las}}{\pi\sqrt{\pi}bc} e_f(x,y,z) & \text{si } x > 0 \\ Q_i^{sol,r} = \zeta \frac{v_i}{a_r \phi} \frac{6\sqrt{3}Q_{las}}{\pi\sqrt{\pi}bc} e_r(x,y,z) & \text{sinon} \end{cases} \quad (11)$$

où $e_f(x,y,z)$ et $e_r(x,y,z)$ sont deux fonctions gaussiennes dépendant de la position de l'ED i par rapport à la position du laser.

2.2.3 Changement de phase

Nous considérons un modèle de changement de phase basé sur la capacité thermique apparente. Dans cette approche, un différentiel de température ΔT est introduit pour représenter l'apport d'énergie requise pour la transformation de phase autour des températures de fusion T_f et de vaporisation T_v .

$$c_i^p = \begin{cases} c_{sol} & T < T_f - \Delta T/2 \\ \frac{c_{sol} + c_{liq}}{2} + \frac{L_f}{\Delta T} & T_f - \Delta T/2 \leq T \leq T_f + \Delta T/2 \\ c_{liq} & T_f + \Delta T/2 \leq T \leq T_v - \Delta T/2 \\ \frac{c_{liq} + c_{gaz}}{2} + \frac{L_v}{\Delta T} & T_v - \Delta T/2 \leq T \leq T_v + \Delta T/2 \\ c_{gaz} & T > T_v + \Delta T/2 \end{cases} \quad (12)$$

où, L_f et L_v désignent les chaleurs latentes de fusion et de vaporisation, et c_{sol} , c_{liq} et c_{gaz} sont les capacités thermiques massiques associées aux phases solide, liquide et gazeuse respectivement.

2.3 Couplage thermo-mécanique

Un couplage thermo-mécanique est introduit dans la phase solide "consolidée" par le biais d'un modèle de dilatation thermique introduit à l'échelle du contact élémentaire. Celui-ci consiste à réduire (ou à allonger) la longueur initiale de l'élément cohésif de type poutre $l_\mu(T_{init})$ en fonction de la différence de température et du coefficient de dilatation thermique α du milieu consolidé:

$$l_\mu(T) = l_\mu(T_{init})(1 + \alpha(T - T_{init})) \quad (13)$$

2.4 Schémas de résolution

D'un point de vue mécanique, le mouvement de chaque particule dépend des forces de contact (Hertzien ou cohésif), d'amortissement de type Rayleigh et de gravité qui lui sont appliquées. La résolution numérique est réalisée au cours du temps via un schéma d'intégration explicite de type Verlet-vitesses lequel est particulièrement adapté aux simulations discrètes à grande échelle. Pour les mêmes raisons, nous avons également opté pour un schéma explicite de résolution en temps de l'équation de la chaleur. Les pas de temps thermique (Δt_{th}) et mécanique (Δt_{meca}) étant d'ordre de grandeur différents (typiquement $\Delta t_{th} \propto 10^{-1}/10^{-2}s$ et $\Delta t_{meca} \propto 10^{-6}/10^{-7}s$), le pas de temps global (Δt) est défini par le calcul de Δt_{meca} lequel s'obtient comme suit:

$$\Delta t = \Delta t_{meca} = 0.3 \min_i r_i \sqrt{\frac{\rho_i}{E_i}} \quad (14)$$

3 Etudes de validation

3.1 Validation du modèle de Gusarov

Dans le but de vérifier l'implémentation de l'approche de modélisation du procédé LB-PBF par la MED, nous considérons l'étude comparative proposée par Gusarov et al. [1]. Le domaine de travail consiste en un bloc de matière de dimensions $0.6\text{mm} \times 0.3\text{mm} \times 0.2\text{mm}$ avec une unique couche de poudre métallique (acier inox. 316L). Un faisceau laser est assujéti à se déplacer à la vitesse $v=120\text{mm/s}$ selon la direction x dans l'intervalle $0 \leq x \leq 0.5\text{mm}$ avec $y=0\text{mm}$ de sorte à considérer un domaine symétrique. Une épaisseur de 0.05mm de poudre constitue la couche supérieure du bloc et le reste est supposé être un matériau solide consolidé. La puissance nominale du laser Q_{las} est fixée à 45W , l'épaisseur optique λ est de 3, et la taille du faisceau ω est de 0.06mm . Toutes les faces du bloc sont supposées isolées à l'exception de la face $x=0.6\text{mm}$ qui est exposée à une température constante égale à la température initiale du bloc laquelle est de 303K . Seule la transition de phase liquide-solide est considérée et la température de fusion est fixée à 1700K . Le modèle discret implémenté se base sur un système particulaire composé de 4500 particules et prend en compte un ensemble de paramètres physiques associés à la poudre métallique fournis dans Hodge et al. . La Figure 1 illustre le champ de température obtenu avec le modèle de Gusarov sur la surface supérieure en fin de simulation. Une comparaison est réalisée avec les résultats éléments finis de Gusarov et al. [1] et de Hodge et al. [2].

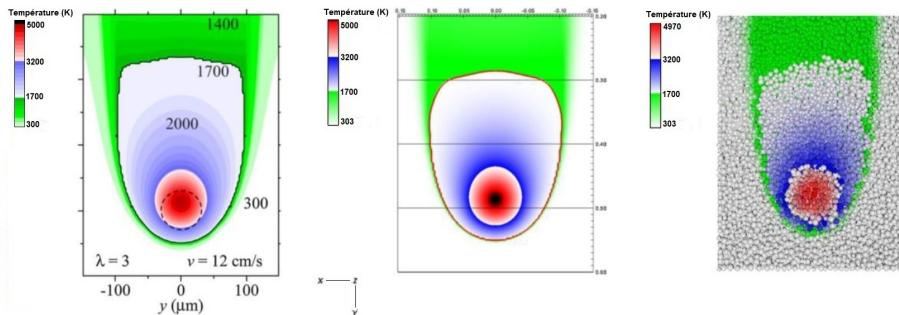


Figure 1: Champs de température en surface (a) MEF (Gusarov [1]) (b) MEF (Hodge [2]) (c) MED

Qualitativement, les résultats obtenus par la MED sont assez proches de ceux obtenus par la MEF. Il peut cependant être observé que la MEF mène à un champ de température discontinu et quelque peu asymétrique, ce qui est caractéristique de l'approche discrète qui introduit une certaine variabilité à l'échelle de la particule du fait du caractère aléatoire de l'empilement. D'un point de vue quantitatif, le tableau 1 fournit la température maximale, la longueur et la largeur du bain fondu estimés par la MED et la MEF. La température maximale obtenue par la MED est assez proche de celle prédite par Gusarov et al. et Hodge et al. avec des écarts inférieurs à 1.5%. Les caractéristiques géométriques du bain fondu modélisé par la MED sont assez proches de ceux mesurés sur les champs de température donnés par la MEF. Ainsi, un écart de 6.4-6.7% est observé pour la longueur du bain fondu, et de 12-15.38% pour la largeur du bain fondu, en comparaison avec les résultats de Gusarov et al. et Hodge et al. respectivement. Ces résultats comparatifs montrent la pertinence de l'approche discrète proposée et permettent de la valider dans le cas où la source thermique est décrite par le modèle de Gusarov.

Table 1: Comparaison des paramètres du bain fondu obtenus par la MEF par Gusarov et al., la MEF par Hodge et al., et l'approche MED proposée

Paramètres	Gusarov	Hodge	MED
Température maximale (K)	4900	5000	4970
Longueur (mm)	0.300	0.263	0.280
Largeur (mm)	0.200	0.208	0.176

3.2 Impression d'une pièce géométrique simple

Nous considérons la simulation de l'impression d'une bloc parallélépipédique en nous basant sur les paramètres utilisés dans l'article de Xin et al. [6] lesquels correspondent à une poudre d'acier inoxydable. Une première couche de poudre métallique de hauteur 0.1mm est d'abord déposée sous la seule action de la gravité dans un conteneur cubique de côté 2mm de sorte à obtenir une couche de poudre aléatoirement

répartie (Fig. 2a). Le système particulaire correspondant est initialement (avant dépôt) constitué de 9785 particules mais seul un ensemble de 5874 particules de rayon 35-45 μm dont les centres sont positionnés à une hauteur inférieure de 0.1mm sont par la suite conservés afin de modéliser le raclage de la poudre à hauteur de 0.1mm (Fig. 2b). L'action du laser sur la poudre est ensuite modélisée en considérant une source de chaleur mobile définie selon un des modèles (Beer-Lambert, Gusarov, Goldak) décrits précédemment. Le laser de puissance nominale $Q_{las}=200\text{W}$, de taille de faisceau $\omega=54\mu\text{m}$ est ainsi représenté par une particule se déplaçant en surface du système particulaire selon un chemin de lasage alterné à une vitesse constante de 1000mm/s. Durant cette étape, la température du lit de grain, initialement homogène et posée à 473K est amenée à évoluer au cours du temps du fait de la présence de la source de chaleur externe, du changement de phase local décrit par la méthode de la capacité apparente (avec prise en compte des effets de fusion et vaporisation) et du transfert thermique par diffusion se produisant près de la zone d'interaction poudre/laser (Fig. 2c). Une fois l'opération réalisée, le laser est soustrait du système et le lit de grain localement solidifié est amené à se refroidir du fait de l'action des parois du conteneur dont la température est fixée à 473K (Fig. 2d). Une nouvelle couche est par la suite déposée et le procédé est répété jusqu'à atteindre un nombre de 6 couches pour une hauteur totale de 0.6mm (Fig. 2e). Enfin, après refroidissement du système à température ambiante, la pièce finale de dimensions $1\text{mm}\times 1\text{mm}\times 0.6\text{mm}$ consolidée est extraite du système particulaire (Fig. 2f).

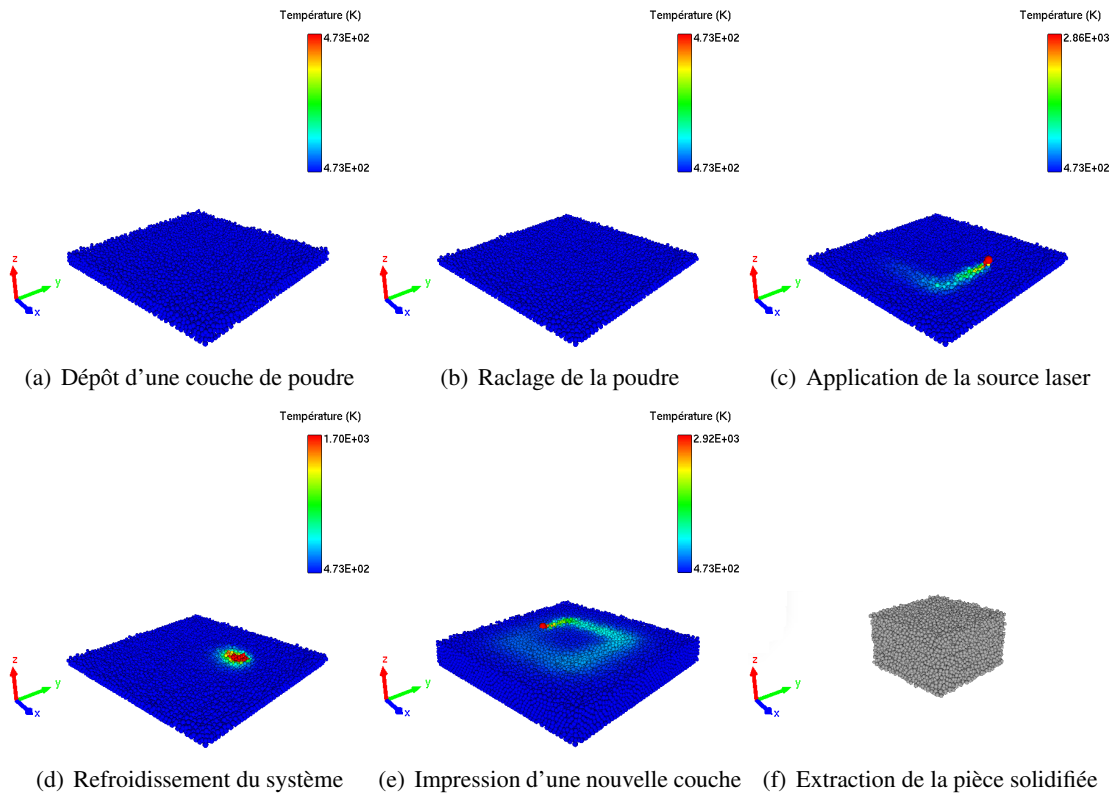


Figure 2: Principales étapes de modélisation de l'impression d'une pièce géométrique simple par la MED

3.2.1 Comparaison des modèles de Beer-Lambert, Gusarov et Goldak

Dans une première approche, nous étudions l'impression de la première couche de poudre afin de comparer les résultats obtenus avec les modèles de Beer-Lambert, Gusarov et Goldak. Les figures 3a et 3b illustrent l'évolution de la température durant le procédé d'impression au point central $C(x=1\text{mm}, y=1\text{mm}, z=0.1\text{mm})$ de la face supérieure de la couche de poudre, et au point $A(x=0.5\text{mm}, y=0.5\text{mm}, z=0.1\text{mm})$ situé au quart de la diagonale $x = y$ de la surface supérieure lequel correspond également à une des extrémités supérieures de la pièce imprimée. Pour information, selon les travaux des auteurs originels [11], le modèle de Goldak est ici implémenté en considérant que $a_f = 4b$ et $a_r = b$ avec $b = 1.4\omega$ et $c = 0.967\omega$. Quel que soit le point, A ou C, nous observons que les trois modèles mènent à des résultats assez proches sans écart temporel. La valeur maximale de la température observée au point C est respectivement de 3102K, 3346K et 2559K pour les modèles de Beer-Lambert, Gusarov et Goldak respectivement. Si le modèle de Goldak mène globalement à des températures inférieures aux

deux autres modèles, l'écart relatif entre les modèles de Beer-Lambert et Gusarov reste inférieur à 10% quel que soit l'instant et le point considérés. Ce résultat confirme d'une part que les modèles de Beer-Lambert et Gusarov qui utilisent tous deux une distribution gaussienne sont de nature similaire, et que les effets de dispersion introduits dans le modèle de Gusarov sont relativement négligeables d'autre part.

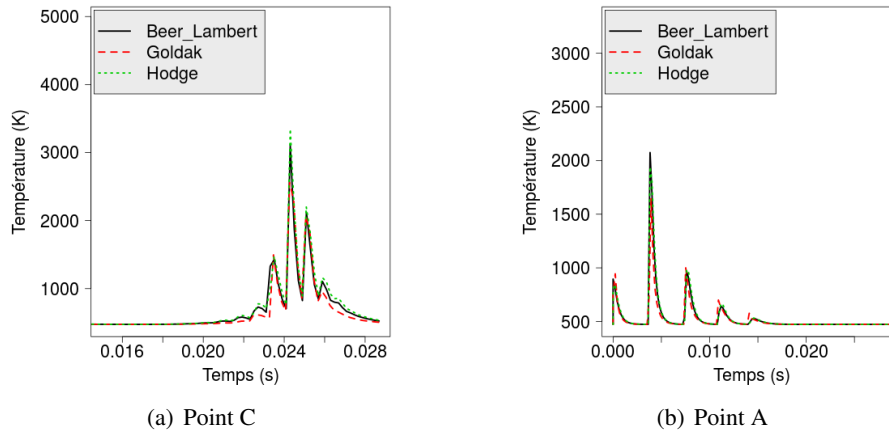


Figure 3: Evolution de la température aux points C et A de la surface supérieure de la zone d'impression

3.2.2 Influence de paramètres du laser

Nous considérons maintenant l'étude de l'influence des paramètres de vitesse et de puissance du laser sur l'évolution du champ de température durant l'impression de la première couche de poudre. Les figures 4a et 4b montrent l'évolution de la température au point C pour différentes vitesses et puissances du laser dans le cas où le modèle de Gusarov est utilisé. Comme attendu, la vitesse du laser impacte sur le temps de lasage de la première couche lequel passe de 0.02869s pour une vitesse de 1000mm/s à 0.01805s pour une vitesse de 1600mm/s. La vitesse influe également sur la température maximale observée; ainsi la valeur maximale passe de 3346K pour une vitesse de 1000mm/s à 2375K pour une vitesse de 1600mm/s. En ce qui concerne la puissance du laser, aucun écart temporel n'est relevé mais la température maximale est nettement impactée passant de 3346K pour $Q_{las}=200W$ à 4791K pour $Q_{las}=400W$. Ces résultats montrent la pertinence du modèle proposé et son potentiel pour optimiser le temps de lasage en fonction des paramètres du laser et de la plage de température visée.

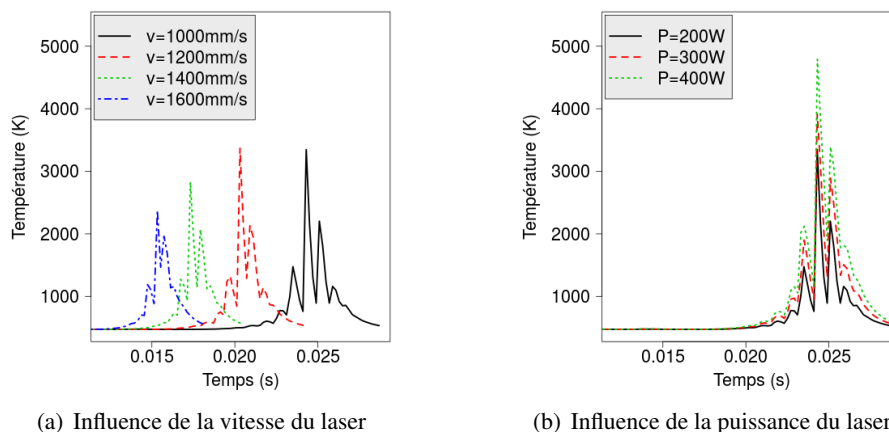


Figure 4: Influence de paramètres du laser sur l'évolution de la température au point C

3.2.3 Consolidation du système

La consolidation du système particulaire durant le procédé complet d'impression de la pièce géométrique est maintenant étudiée. La Figure 5 illustre l'évolution de la température au point central de la surface supérieure des couches 1 (point C dans ce cas), 3 et 5. Nous observons que le champ de température au point C présente 6 pics caractéristiques de l'impression des 6 couches du système modélisé. La température maximale de chaque pic décroît graduellement entre le premier passage du laser (3346K) et le dernier passage (598K) du fait de l'éloignement progressif de la source de chaleur. La température

relevée au niveau des couches 3 et 5 montre une évolution très similaire à celle observée au point C avec un décalage temporel lié au temps nécessaire pour atteindre et déposer la couche correspondante. La Figure 6 décrit l'évolution du taux de particules consolidées, relativement au nombre de particules déposées à l'instant considérée et globalement par rapport au nombre total de 46604 particules déposées in fine. Nous observons que le taux tend vers une valeur proche de 0.261 laquelle est légèrement supérieure au rapport de 0.25 théoriquement attendue. Cela s'explique par la consolidation de particules situées à l'extérieur du domaine imprimé, à proximité de la zone de lasage.

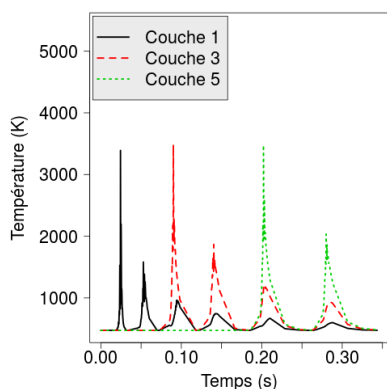


Figure 5: Evolution de la température selon la couche étudiée

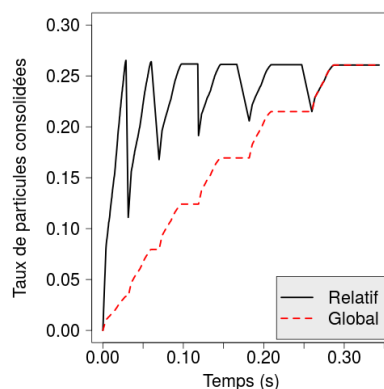


Figure 6: Evolution du taux de particules consolidées

4 Conclusions/perspectives

Les études présentées dans cette contribution montrent la pertinence de l'approche proposée de modélisation du procédé LB-PBF par la MED. Deux axes de développement sont aujourd'hui envisagés. Il s'agit d'une part de simuler le comportement mécanique et les contraintes et déformations résiduelles au sein de la pièce consolidée; une approche de couplage MED-SPH est d'autre part en cours d'implémentation afin de prendre en compte les phénomènes fluides intervenant dans le bain de fusion.

Références bibliographiques

- [1] A.V. Gusarov, I. Yadroitsev, P. Bertrand, I. Smurov. *Model of radiation and heat transfer in laser-powder interaction zone at selective laser melting*, Journal of Heat Transfer, 072101(131), 2009.
- [2] N.E. Hodge, R.M. Ferencz, J.M. Solberg. *Implementation of a thermomechanical model for the simulation*, Computational Mechanics, 33-51(54), 2014.
- [3] H. Peng, M. Ghasri-Khouzani, S. Gong, R. Attardo, P. Ostiguy, R.B. Rogge et al. *Fast prediction of thermal distortion in metal powder bed fusion additive manufacturing: Part 2, a quasi-static thermo-mechanical model*, Additive Manufacturing, 869-882(22), 2018.
- [4] D. Moser, M. Cullinan, J. Murthy. *Multi-scale computational modeling of residual stress in selective laser melting with uncertainty quantification*, Additive Manufacturing, 100770(29), 2019.
- [5] J.C. Steuben, A.P. Iliopoulos, J.G. Michopoulos. *Discrete element modeling of particle-based additive manufacturing processes*, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, 537-561(305), 2005.
- [6] H. Xin, W. Sun, J. Fish. *Discrete element simulations of powder-bed sintering-based additive manufacturing*, International Journal of Mechanical Sciences, 373-392(149), 2018.
- [7] T.I. Zohdi. *Additive particle deposition and selective laser processing-a computational manufacturing framework*, Computational Mechanics, 171-191(54), 2014.
- [8] W. Leclerc *Discrete Element Method to simulate the elastic behavior of 3D heterogeneous continuous media*, International Journal of Solids and Structures, 86-102(121), 2017.
- [9] H. Haddad, W. Leclerc, G. Alhadj Hassan, A. Ammar, C. Pélegris, M. Guessasma, E. Bellenger. *Numerical investigation of heat conduction in heterogeneous media with a discrete element method approach*, International Journal of Thermal Sciences, 106799(164), 2021.
- [10] T.S. Yun, T.M. Evans. *Three-dimensional random network model for thermal conductivity in particulate materials*, Computers and Geotechnics, 991-998(37), 2010.
- [11] J. Goldak, A. Chakravarti, M. Bibby. *A new finite element model for welding heat sources*, Metallurgical Transactions B, 299-305(15), 1984.