



HAL
open science

Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication additive en SLM

Yaasin Mayi

► **To cite this version:**

Yaasin Mayi. Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication additive en SLM. Génie mécanique [physics.class-ph]. HESAM Université, 2021. Français. NNT : 2021HESAE037 . tel-03612996v2

HAL Id: tel-03612996

<https://hal.science/tel-03612996v2>

Submitted on 25 May 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.

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES DES MÉTIERS DE L'INGÉNIEUR
[Laboratoire PIMM – Campus de Paris]

THÈSE

présentée par : **Yaasin MAYI**

soutenue le : **05 octobre 2021**

pour obtenir le grade de : **Docteur d'HESAM Université**

préparée à : **École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers**

Spécialité : **Génie mécanique et matériaux**

Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication additive en SLM.

THÈSE dirigée par : **Patrice PEYRE**

co-dirigée par : **Michel BELLET**

et co-encadrée par : **Morgan DAL et Charlotte METTON**

Jury

M. Jean-Michel BERGHEAU, Professeur des universités, LTDS, Université de Lyon

M. Marc MEDALE, Professeur des universités, IUSTI, Université d'Aix-Marseille

M. Jean-Paul GARANDET, Directeur de recherche, LITEN, CEA

Mme Muriel CARIN, Professeur des universités, IRDL, Université Bretagne-Sud

M. Eric BOILLAT, Professeur associé, Haute École d'Ingénieurs du Canton de Vaud

M. Michel BELLET, Professeur des universités, CEMEF, MINES ParisTech

M. Patrice PEYRE, Directeur de recherche CNRS, Laboratoire PIMM, Arts et Métiers

M. Morgan DAL, Maître de conférences, Laboratoire PIMM, Arts et Métiers

Mme Charlotte METTON, Ingénieur de recherche, Safran Tech, Safran

M. Rémy FABBRO, Directeur de recherche CNRS émérite, Lab. PIMM, Arts et Métiers

Président

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Examineur

Examineur

Invité

Invité

À ma famille, mes amis et mes ennemis.

Remerciements

Vous lisez la dernière page de ce manuscrit. C'est celle d'un parcours qui a commencé à l'école des Arts et Métiers comme Gadzart et qui s'achève, sept ans après, en tant que docteur en génie mécanique et matériaux.

Je tiens, avant toutes choses, à remercier les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer mes trois années de thèse. L'accueil que vous avez réservé à mes travaux, devant mes parents, ma famille et mes amis, est la plus grande des récompenses.

Ensuite, je souhaite exprimer toute ma reconnaissance à l'équipe qui m'a encadré. Au premier cercle d'abord – Patrice PEYRE, directeur de recherche CNRS au laboratoire PIMM, Michel BELLET, professeur des universités aux MINES ParisTech, Morgan DAL, maître de conférences aux Arts et Métiers et Charlotte METTON, ingénieur de recherche à Safran Tech – mais aussi à l'ensemble des membres de l'équipe LASER du laboratoire PIMM – je pense particulièrement aux ingénieurs de recherche Frédéric COSTE, Pierre LAPOUGE et Cyril GORNY – et aux ingénieurs de Safran Tech que j'ai côtoyé, en particulier à Clara MORICONI. Travailler dans cet environnement d'excellence était un privilège.

Je tiens singulièrement à remercier Remy FABBRO, directeur de recherche CNRS émérite au laboratoire PIMM, que j'ai considéré comme mon maître durant ces trois années.

Merci également à Miha ZALOŽNIK, chargé de recherche CNRS et Francisco CHINESTA, professeur des universités aux Arts et Métiers, qui ont participé à mon comité de suivi de thèse et m'ont apporté un regard critique décisif sur mes travaux à mi-parcours.

Je veux également remercier toute l'équipe support de COMSOL que j'ai sollicité à de très nombreuses reprises, mais aussi témoigner ma reconnaissance à Jean-Marc PETIT, vice-président commercial de COMSOL France, John WALLACE, éditeur en chef du magazine *Laser Focus World*, Bernt NILSSON, vice-président directeur marketing de COMSOL et David KAN, vice-président commercial de COMSOL, de m'avoir invité à présenter mes travaux à de nombreux webinaires.

Comment clore ce paragraphe sans saluer mes acolytes, Kevin MARCHAIS et Alexis QUEVA. Je me souviens également de mes camarades de thèse : Maxime SAGNARD, Olivier ANDREAU, Thibaut DE TERRIS, Abbas HAMIE, Khaled AYFI, Agathe REILLE, Alexis THEZE, Frédéric ALBERTINI, Marine SCIUS BERTRAND, Guillaume NORDET, Selen UNALDI, Maxime GUERBOIS, Gwenaëlle CHEBIL, Lucas FOURNET-FAYARD... et tout particulièrement d'Élise FERREIRA, Socona TRAORE, Alexandre RONDEPIERRE, Jason GUY et Julien DALIGAULT. À tous, je vous souhaite bon vent.

Je réserve enfin ces dernières lignes pour témoigner toute mon amitié, ma tendresse et ma gratitude à mes proches. Ils se reconnaîtront...

Paris, le 19 novembre 2021.

Table des matières

REMERCIEMENTS	III
TABLE DES MATIÈRES.....	V
NOMENCLATURE	IX
ACRONYMES	IX
SYMBOLES	X
INDICES ET EXPOSANTS.....	XV
CONSTANTES	XV
NOMBRES ADIMENSIONNÉS.....	XV
VECTEURS	XVI
OPÉRATEURS.....	XVI
INTRODUCTION	1
CHAPITRE PREMIER : ÉTAT DE L'ART.....	5
1.1 INTRODUCTION.....	6
1.2 GÉNÉRALITÉS SUR LA FABRICATION ADDITIVE	6
1.2.1 Principes de la fabrication additive.....	6
1.2.2 Cent ans de fabrication « couche par couche »	7
1.2.3 Avantages et limites des procédés de FA	9
1.2.4 Le procédé de fusion laser sélective	11
1.2.5 Enjeux de la FA chez Safran.....	16
1.3 PHYSIQUE DU PROCÉDÉ SLM	17
1.3.1 Régimes d'interaction laser-matière.....	17
1.3.2 Interaction laser-poudre-bain de fusion	18
1.3.3 Hydrodynamique du bain de fusion, instabilités et défauts associés	26
1.3.4 Lois d'échelles : prédiction des profondeurs des zones fondues.....	36
1.4 SIMULATION NUMÉRIQUE DU PROCÉDÉ SLM	38
1.4.1 Valeur ajoutée de la simulation numérique	38
1.4.2 Échelles de simulation en SLM.....	39

1.4.3	Revue bibliographique des modèles multiphysiques.....	40
1.4.4	Description de l'interface libre.....	44
1.5	CONCLUSION.....	46
	BIBLIOGRAPHIE	48
CHAPITRE 2 : SIMULATION THERMO-HYDRODYNAMIQUE DU BAIN DE FUSION		57
2.1	INTRODUCTION.....	58
2.2	MODÉLISATION ANALYTIQUE DE LA VAPORISATION.....	58
2.2.1	Rappels théoriques	58
2.2.2	Modèle du piston.....	65
2.2.3	Bilan	71
2.3	DÉFINITION DU MODÈLE NUMÉRIQUE	71
2.3.1	Hypothèses	71
2.3.2	Équations de conservation.....	72
2.3.3	Géométrie et conditions limites.....	75
2.3.4	Considérations numériques.....	79
2.4	VÉRIFICATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE	79
2.4.1	Rappels méthodologiques	79
2.4.2	Comparaison avec le modèle du piston.....	80
2.4.3	Cas test numérique	83
2.4.4	Études de sensibilité.....	88
2.5	CONCLUSION.....	90
	BIBLIOGRAPHIE	91
CHAPITRE 3 : INTÉRÊT D'UN MODÈLE DE LIT DE POUDRE HOMOGENÉISÉ		95
3.1	INTRODUCTION.....	96
3.2	CONDUCTIVITÉ THERMIQUE DES MILIEUX GRANULAIRES.....	96
3.2.1	Rappels théoriques sur la prise de moyenne volumique	96
3.2.2	Exemples de modèles analytiques de la conductivité effective	98
3.2.3	Calcul numérique de la conductivité thermique effective.....	101
3.2.4	Comparaison des modèles.....	102
3.2.5	Pertinence des modèles de conductivité effective en SLM	103
3.3	DÉFINITION DU MODÈLE NUMÉRIQUE	104
3.3.1	Idées générales du modèle de lit de poudre homogénéisé	104
3.3.2	Équations de conservation.....	105

3.3.3	Géométrie et conditions limites.....	107
3.3.4	Hypothèses sur les propriétés thermophysiques de la poudre.....	108
3.3.5	Considérations numériques.....	110
3.4	VÉRIFICATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE.....	110
3.4.1	Cas test numérique.....	110
3.4.2	Études de sensibilité.....	115
3.5	HYDRODYNAMIQUE DU BAIN DE FUSION AVEC ET SANS LIT DE POUDRE.....	117
3.6	CONCLUSION.....	120
	BIBLIOGRAPHIE.....	121
CHAPITRE 4 : SIMULATION DES RÉFLEXIONS MULTIPLES DANS LE KEYHOLE.....		123
4.1	INTRODUCTION.....	124
4.2	MODÈLE ANALYTIQUE DE GOUFFÉ.....	124
4.3	DÉFINITION DU MODÈLE DE TRACÉ DE RAYONS SOUS COMSOL.....	127
4.3.1	Rappel sur les modèles développés avec COMSOL.....	127
4.3.2	Idée générale de la nouvelle approche.....	128
4.3.3	Équations de conservation.....	129
4.3.4	Stratégies de mise à jour du dépôt d'énergie.....	130
4.3.5	Traitement géométrique.....	132
4.4	VÉRIFICATION DU MODÈLE OPTIQUE.....	132
4.4.1	Modélisation d'un faisceau Gaussien.....	132
4.4.2	Discretisation du laser et dépôt d'énergie dans un capillaire de vapeur.....	134
4.4.3	Comparaison au modèle de Gouffé.....	137
4.5	BILAN DE LA MÉTHODE.....	140
4.6	CONCLUSION.....	142
	BIBLIOGRAPHIE.....	144
CHAPITRE 5 : ANALYSE DES PHÉNOMÈNES AFFECTANT LE PROCÉDÉ SLM.....		147
5.1	INTRODUCTION.....	148
5.2	ÉTUDE DE LA TRANSITION « CONDUCTION-CONDUCTION FORCÉE-KEYHOLE ».....	148
5.2.1	Validation du modèle de tir statique.....	148
5.2.2	Étude de la dynamique de formation d'un keyhole.....	152
5.3	ÉTUDE DE LA STABILITÉ DES RÉGIMES DE FUSION EN SLM.....	158
5.3.1	Validation du modèle de ligne de fusion.....	158
5.3.2	Rôle des réflexions multiples en SLM.....	165

5.4	EFFET DE L'ATMOSPHÈRE DE TRAVAIL SUR LE PHÉNOMÈNE DE DÉNUDATION	174
5.4.1	Validation du modèle de vaporisation	174
5.4.2	Étude du potentiel de dénudation des atmosphères de travail.....	178
5.5	CONCLUSION.....	186
	BIBLIOGRAPHIE	188
CONCLUSION GÉNÉRALE		191
	CONCLUSION.....	192
	PERSPECTIVES.....	193
ANNEXES		195
	ANNEXE 1 : MODÈLE DE FABBRO	196
	ANNEXE 2 : PROPRIÉTÉS DE L'IN718 ET DU Ti64.....	200
	ANNEXE 3 : MAILLAGE DE L'ALE « DOUBLE DOMAINE »	203
	ANNEXE 4 : RÉGLAGES DE L'INTERFACE LEVEL-SET (CEMEF)	204
	ANNEXE 5 : MODÈLE DE LIT DE POUDRE GRANULAIRE	206
	ANNEXE 6 : MAILLAGE DU MODÈLE DE LIT DE POUDRE ÉQUIVALENT	209
	ANNEXE 7 : TRAITEMENT GÉOMÉTRIQUE DU MODÈLE AUTO-CONSISTENT	210
	ANNEXE 8 : ÉTUDES DE SENSIBILITÉ DU MODÈLE AUTO-CONSISTENT.....	213
	ANNEXE 9 : EXPÉRIENCES DE PYROMÉTRIE 2D MONOBANDE	215
	ANNEXE 10 : MAILLAGE DU DOMAINE 3D	224
PRODUCTION SCIENTIFIQUE.....		225
	ARTICLES PUBLIÉS DANS DES REVUES INTERNATIONALES À COMITÉ DE LECTURE.....	226
	ACTES DANS DES CONGRÈS NATIONAUX ET INTERNATIONAUX	226
	CONFÉRENCES DONNÉES SUR INVITATION	227
	WEBINAIRES DONNÉS SUR INVITATION	227
	CHAPITRES D'OUVRAGES SCIENTIFIQUES	228
	PARTICIPATION À DES JOURNÉES THÉMATIQUES ET SÉMINAIRES.....	228
RÉCOMPENSES ACADÉMIQUES.....		231
RÉSUMÉ		236
ABSTRACT.....		236

Nomenclature

Acronymes

ACARE	Advisory Council for Aeronautics in Europe
AIAA	American Institute of Aeronautics and Astronautics
ALE	Arbitrary Lagrangian Eulerian method
AM	Additive Manufacturing
ASME	American Society of Mechanical Engineers
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CEMEF	Centre de Mise en Forme des Matériaux
CFAO	Conception et Fabrication Assistés par Ordinateur
EASA	European Aviation Safety Agency
EBAM	Electron Beam Additive Manufacturing
EBM	Electron Beam Melting
EBV	Energy for a Built Volume
FA	Fabrication Additive
FAO	Fabrication Assistée par Ordinateur
ILM	Interaction Laser-Matière
IR	Infrarouge
I2M	Institut de Mécanique et d'Ingénierie
LBM	Laser Beam Melting
LDNA	Laser-assisted Double wire Non-transferred Arc manufacturing
LEAP	Leading Edge of Aerospace Propulsion
LED	Linear Energy Density
LMD-F	Laser Metal Deposition-Fil

LMD-P	Laser Metal Deposition-Poudre
LPBF	Laser Powder Bed Fusion
LS	Level-Set method
PF	Phase-Field method
PIMM	Laboratoire de Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux
R&T	Recherche et Technologie
RT	Ray Tracing
SLA	Stéréolithographie
SLM	Selective Laser Melting
VED	Volumetric Energy Density
WAAM	Wire Arc Additive Manufacturing
ZF	Zone fondue

Symboles

A, A_0	-	Absorbance, absorbance normale
\mathcal{A}	m^2	Surface totale de la cavité optique (ouverture comprise)
\mathcal{A}_0	m^2	Surface totale de l'enceinte sphérique équivalente
\mathcal{A}_p	m^2	Surface transversale (maître-couple) d'une particule
c_p / c_p^{eq}	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Capacité thermique massique / équivalente
C_1, C_2	-	Constantes de pénalisation de Darcy
C_L, C_x	-	Coefficients de portance / de traînée
d	m	Diamètre de l'ouverture de la cavité optique
D_L / R_L	m	Diamètre / rayon de faisceau laser
D_p / R_p	m	Diamètre / rayon d'un grain du lit de poudre
D_{vg}	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	Diffusivité massique vapeur-gaz
e	m	Profondeur du keyhole (ou de la cavité optique)
e_p	m	Épaisseur du lit de poudre
E_c	m	Écart vecteur

f	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-6} \cdot \text{s}^{-3}$	Fonction de distribution des particules évaporées
f_{liq} / f_p	-	Fractions volumiques de liquide / de poudre
$f(\cdot), g(\cdot)$	-	Fonction auxiliaires
$f_G(r)$	-	Distribution Gaussienne
$f_{t-h}(r)$	-	Distribution top-hat
F_G	N	Poids
F_p	N	Force de portance
F_t	N	Force de traînée
$g(t)$	-	Profil temporel de l'impulsion laser
G	J	Énergie libre de Gibbs
h	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	Enthalpie massique
$\mathcal{H}(\cdot)$	-	Fonction de Heaviside lissée
I	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	Irradiance (ou intensité)
$I_{abs} / I_0 / I_r$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$	Irradiances absorbée / incidente / réfléchie
k	$\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Conductivité thermique
k_i	-	Vecteur d'onde du rayon i
K	m^2	Perméabilité hydrodynamique
l	m	Dimension caractéristique des constituants du milieu granulaire
L	m	Dimension caractéristique macroscopique du milieu granulaire
L_B	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1}$	Luminance du corps noir
$L_{\lambda,B}$	$\text{W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$	Luminance spectrale du corps noir
L_m / L_v	$\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$	Chaleurs latentes de fusion / de vaporisation
\dot{m}	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	Flux d'ablation
M / \tilde{M}	$\text{kg} \cdot \text{mol}^{-1}$	Masse molaire / masse molaire du mélange vapeur-gaz
n_λ, k_λ	-	Indices de réfraction
N	-	Nombre de rayons
N_g	-	Niveau de gris
o	m^2	Ouverture du keyhole (ou de la cavité optique)

p / p_0	Pa	Pression / pression initiale
p_{atm}	Pa	Pression atmosphérique
p_{rec} / p_s	Pa	Pression de recul / pression totale à la surface du liquide
P_{abs}	W	Puissance absorbée
P_L	W	Puissance laser incidente
P_{cond}	W	Puissance évacuée par conduction dans le solide
P_{conv}	W	Puissance évacuée par convection dans le liquide
P_{vap}	W	Puissance évacuée par vaporisation
\mathcal{P}	-	Densité de probabilité
q_i	m	Position du rayon i
q_{mesh}	-	Qualité des mailles
q_{min}	-	Qualité minimale des mailles admise sans remaillage
Q	$W \cdot m^{-3}$	Source de chaleur volumique
r_p	m	Rayon d'étranglement
r_0	m	Dimension caractéristique du VER
R / R_0	-	Réflectance / réflectance normale
R_p, R_s	-	Réflectance de Fresnel pour des ondes polarisées « p » et « s »
R_F	-	Réflectance de Fresnel pour une onde non polarisée
S	$J \cdot K^{-1}$	Entropie,
S_m	$J \cdot K^{-1} \cdot mol^{-1}$	Entropie molaire
t	s	Temps
t_f	s	Temps final de la simulation
t_p	s	Durée d'impulsion
t_{th}	s	Instant de franchissement du seuil de keyhole
T / T_0	K	Température / température initiale
T_f	K	Température de fusion
$T_{liq} / T_{sol} / T_m$	K	Températures de liquidus / solidus / moyenne de solidification

T_c	K	Température critique
T_v	K	Température de vaporisation
T_{r0}	-	Transmittance normale
T_s	K	Température à la surface du liquide
T_1, T_2	K	Températures qui bornent le regime de vaporisation
T_p	K	Température seuil de densification du lit de poudre
T_{rad} / T_{vraie}	K	Températures « radiative » / température « vraie »
T_{s1}	K	Température de la pression de recul simplifiée
u_D	$m \cdot s^{-1}$	Vitesse moyenne d'entraînement de la vapeur métallique
U_e, U_l	$m \cdot s^{-1}$	Vitesses caractéristique d'entraînement / de portance
V	m^3	Volume
V_m	$m^3 \cdot mol^{-1}$	Volume molaire
$V_d / V_l / V_v$	$m \cdot s^{-1}$	Vitesses de perçage / éjection / vaporisation (modèle du piston)
V_L	$m \cdot s^{-1}$	Vitesse de scan (ou de balayage)
w_v	-	Fraction massique de vapeur métallique
x, y, z	m	Coordonnées cartésiennes

Lettres grecques

α	$m \cdot s^{-2}$	Diffusivité thermique
β	K^{-1}	Coefficient d'expansion thermique
β_R	-	Coefficient de rétrodiffusion (ou de recombinaison)
γ	-	Coefficient adiabatique
δ	m	Épaisseur de peau thermique
δ_l	m	Épaisseur de la cellule de liquide (modèle du piston)
$\Delta\alpha_{max}$	rad	Inclinaison maximale de l'interface liquide/gaz
$\Delta\alpha_{seuil}, \Delta\beta_{seuil}$	rad	Seuils d'inclinaison de l'interface liquide/gaz
Δh_s	$J \cdot m^{-3}$	Enthalpie de fusion « simplifiée »
ΔH	$J \cdot m^{-3}$	Énergie absorbée par le keyhole durant le temps d'interaction

ΔH_v^m	$J \cdot \text{mol}^{-1}$	Enthalpie molaire de vaporisation
ΔT	K	Intervalle de fusion
ΔT_p	K	Intervalle de densification
δt	s	Incrément de temps
$\delta(\cdot)$	m^{-1}	Fonction Dirac
ε	-	Émissivité
ϵ	m	Épaisseur d'interface level-set
θ	rad	Angle d'incidence par rapport à la normale à l'interface irradiée
κ	m^{-1}	Courbure de l'interface liquide/gaz
λ	m	Longueur d'onde
λ_m	m	Longueur d'onde moyenne
μ	$\text{Pa} \cdot \text{s}$	Viscosité dynamique
ξ	m^{-1}	Coefficient d'extinction
ρ	$\text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$	Masse volumique
σ	$\text{N} \cdot \text{m}^{-1}$	Tension de surface
τ	s	Temps d'intégration de la caméra rapide
τ_{Ray}	s	Temps caractéristique de Rayleigh
τ_m	s	Temps de montée en puissance du laser
τ_k	s	Temps caractéristique du capillaire de vapeur
τ_o	s	Temps caractéristique optique
\emptyset_{KN}	-	Fonction du nombre de Mach en sortie de couche de Knudsen
\emptyset_i	-	Fraction volumique de la phase i dans le lit de poudre
\emptyset_1, \emptyset_2	-	Fonctions auxiliaires du lit de poudre
φ	rad	Angle de contact entre les particules
χ	SI	Propriété thermodynamique ou scalaire quelconque
ψ	m	Fonction distance (méthode LS)
Ω	sr	Angle solide
ω_i	$\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$	Fréquence angulaire du rayon i

Indices et exposants

<i>eff</i>	Propriétés effectives du milieu granulaire
<i>f</i>	Propriétés d'une phase fluide quelconque
<i>g</i>	Propriétés de la phase gazeuse
<i>Kn</i>	Propriétés en sortie de couche de Knudsen
<i>l</i>	Propriétés de la phase liquide
<i>p</i>	Propriétés du lit de poudre (toutes phases confondues)
<i>pât</i>	Propriétés de la zone pâteuse
<i>s</i>	Grandeurs exprimées à la surface du bain de fusion
<i>sat</i>	Propriétés à la pression de vapeur saturante
<i>v</i>	Propriétés de la phase vapeur métallique

Constantes

c_0	$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$	Célérité de la lumière dans le vide
g	$\text{m} \cdot \text{s}^{-2}$	Pesanteur
h	$\text{J} \cdot \text{s}$	Constante de Planck
k_B	$\text{J} \cdot \text{K}^{-1}$	Constante de Boltzmann
R	$\text{J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$	Constante des gaz parfaits
σ	$\text{J} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{m}^{-2}$	Constante de Stefan-Boltzmann

Nombres adimensionnés

C_p	Ratio pression sur pression dynamique
Ma	Nombre de Mach
Pe	Nombre de Péclet
Re	Nombre de Reynolds
θ_t	Nombre de Shield
π_i, π'_i	Paramètres adimensionnés du théorème de Vaschy π -Buckingham

η Ratio masse volumique de la vapeur sur celle du gaz

Vecteurs

\vec{f}_M	$N \cdot m^{-2}$	Contrainte thermocapillaire
\vec{f}_p	$N \cdot m^{-3}$	Flottabilité
\vec{f}_v	$N \cdot m^{-3}$	Force volumique quelconque
\vec{f}_σ	$N \cdot m^{-2}$	Tension de surface
\vec{g}	$m \cdot s^{-2}$	Champ de pesanteur
\vec{j}	$kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$	Flux de vapeur métallique
\vec{n}	m	Vecteur normal à la surface irradiée
\vec{u}	$m \cdot s^{-1}$	Champ de vitesse

Opérateurs

$\vec{\nabla}$	Gradient
$\vec{\nabla}_s$	Gradient surfacique
$\vec{\nabla} \cdot$	Divergence
$\langle \cdot \rangle$	Prise de Moyenne volumique

Introduction

La Fabrication Additive (FA), qui connaît un intérêt industriel croissant, regroupe les procédés d'élaboration pour lesquels des pièces métalliques, céramiques ou polymères sont fabriquées par ajouts successifs de couches de matière. Si à ses débuts, cette méthode de fabrication était perçue comme un outil de prototypage rapide, elle est depuis une décennie envisagée et utilisée comme un outil de production en petite et moyenne série de pièces à haute valeur ajoutée, au même titre que les procédés « conventionnels » comme la fonderie, la forge ou l'usinage. Un avantage de cette technique, souvent cité pour expliquer cet attrait croissant, est sa capacité à produire des pièces géométriquement complexes, offrant ainsi l'opportunité de revoir la forme et les fonctionnalités des pièces conçues, notamment via des techniques d'optimisation topologique.

Parmi ces procédés, on trouve la technique de fabrication par fusion laser sélective « lit de poudre », souvent désignée par son appellation commerciale *Selective Laser Melting*[®] (SLM[®])¹. Avec ce procédé, les pièces sont obtenues par fusion laser et solidification séquentielle de couches de poudre (les lits de poudre), suivant une trajectoire prédéfinie par ordinateur. La SLM est particulièrement adaptée à la fabrication de petites pièces (~ 1-50 cm) très complexes avec une haute résolution géométrique (~ 50 µm), comme les structures micro-treillis (*lattices*). L'industrie aéronautique et le secteur médical entre autres misent sur ce procédé puisqu'il permet d'alléger les structures, de réduire le nombre d'assemblages nécessaires, d'intégrer des fonctionnalités internes (comme des canaux de refroidissement) tout en optimisant la tenue mécanique des pièces conçues.

Dans ce contexte général, le groupe Safran cherche à se placer à l'avant-garde de la production et de l'intégration de pièces élaborées en FA dans l'industrie aéronautique. Le groupe s'est d'ailleurs déjà distingué sur le sujet en obtenant pour la première fois en 2017, la certification d'un distributeur de turbine, 35% plus léger, entièrement fabriqué par SLM. Cette avancée suit de près l'exemple plus connu des injecteurs de carburant des moteurs LEAP produit par SLM par General Electric Aviation depuis 2015.

Compte-tenu des standards de sécurité en vigueur dans l'industrie aéronautique, les procédés de FA en général et la fabrication par SLM en particulier nécessitent d'être portés à une haute maturité scientifique et technologique, afin de produire des pièces certifiées. Si dans un premier temps la compréhension des effets des conditions opératoires sur la qualité des pièces finies est obtenue empiriquement via de larges campagnes d'essais, l'optimisation de ces conditions opératoires nécessite souvent des études expérimentales approfondies – instrumentation des machines de fabrication, mesures *in situ* en banc d'essais, exploitation statistique de données, *etc.* – et fait de plus en plus appel à du calcul numérique. La présente thèse s'inscrit justement dans cette logique. Elle vise à développer des outils numériques qui aideront à comprendre les phénomènes physiques affectant la fabrication par SLM, et dont on tirera des indications pratiques quant aux paramètres à privilégier ou à éviter.

Ce travail se déroule dans un contexte collaboratif original. Il met en relation trois laboratoires, donc trois champs de compétences propres.

D'abord, l'objectif de la thèse de Kévin MARCHAIS, réalisée à l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie (I2M) de Bordeaux, est de concevoir un code de calcul basé sur la méthode des éléments discrets, pour étudier « l'étalement » (l'aptitude à être étalée) des poudres, afin de définir comment obtenir des lits de poudre denses et homogènes avant fusion. De manière plus générale, le modèle doit

¹ On trouve d'autres appellations comme LPBF (*Laser Powder Bed Fusion*) ou LBM (*Laser Beam Melting*). Cependant, nous conserverons l'acronyme SLM, bien qu'étant commercial, car il est sans ambiguïté et simple à prononcer.

servir à définir des critères permettant de qualifier ce qu'est un « bon lit de poudre » en SLM, et également d'investiguer les phénomènes de transfert thermique dans les milieux granulaires.

Le but de la thèse d'Alexis QUEVA, au Centre de Mise en Forme de Matériaux (CEMEF) à Sophia-Antipolis, est de simuler le procédé SLM à des échelles allant du monocordon (une ligne de fusion) à des cordons juxtaposés et superposés, échelles rarement traitées dans la littérature à cause du coût de calcul numérique important. Ce travail est précédé de l'adaptation d'un modèle de SLM développé au CEMEF pour les matériaux céramiques, au cas des alliages métalliques.

Enfin, l'objectif de la présente thèse, lancée au laboratoire de Procédés et Ingénierie en Mécanique et Matériaux (PIMM) de Paris, est de concevoir un modèle numérique le plus « fin » possible de l'interaction laser-matière, afin de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu à l'échelle locale, leurs interactions, et leurs impacts sur le procédé SLM. Des campagnes expérimentales seront également mises en œuvre afin de calibrer et valider les méthodes numériques développées. La collaboration avec l'I2M permettra de nourrir des réflexions sur les façons de modéliser les lits de poudre dans les modèles numériques de fusion laser à l'échelle locale. L'interaction avec le CEMEF permettra de discuter sur la façon de simplifier les phénomènes physiques locaux, afin d'intégrer leurs effets dans des modèles numériques de plus grandes échelles, qui dépassent le simple monocordon.

Enfin, cette coopération académique est orchestrée et soutenue par l'entreprise Safran, à travers l'expertise et les moyens de production de sa plateforme de R&T Safran Tech, basée sur le plateau de Saclay en région parisienne. La force de cette organisation (3 laboratoires + Safran) réside en ce qu'elle permet de balayer un large panel de problématiques associées au procédé SLM. L'objectif commun ainsi visé est de renforcer la compréhension du procédé SLM dans sa globalité et d'accélérer la mise au point de paramètres industriels pour les alliages de titane et les superalliages base nickel.

Cette thèse est intitulée **Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication additive en SLM**. Autrement dit, il s'agit d'étudier via la simulation numérique comment la combinaison de plusieurs phénomènes physiques élémentaires (au sens propre), se traduit sur les conditions de fusion qui régissent le procédé SLM. Pour construire cette étude, nous avons suivi tout au long de la thèse une méthode itérative, ou de conception des modèles par complexité croissante. Plus concrètement, la méthode itérative propose d'étudier en premier lieu les phénomènes physiques élémentaires (hydrodynamique du bain de fusion, thermique, effets optiques, écoulements dans l'atmosphère de travail), avant de comprendre leur combinaison dans un second temps. Le plan du manuscrit reflète cette méthodologie, et s'organise comme suit.

Le Chapitre 1 fait un état de l'art sur la fabrication additive en général, puis sur la fusion laser sélective et la simulation numérique du procédé SLM en particulier. Une rapide mise en perspective historique rappelle d'abord à quels besoins industriels les différents procédés de FA cherchaient à répondre à leur apparition. La présentation du procédé SLM et de sa valeur ajoutée permet ensuite d'introduire la raison pour laquelle l'entreprise Safran cherche à développer une expertise sur le sujet. Enfin, nous expliquerons comment la simulation numérique du procédé SLM, notamment à l'échelle locale, peut contribuer à relever les défis scientifiques et technologiques qu'introduit la fusion laser sélective « lit de poudre », justifiant ainsi la présente thèse.

Ensuite, le Chapitre 2 présente la première brique de simulation multiphysique du procédé SLM : l'hydrodynamique du bain de fusion. Avant de se lancer dans la construction d'une méthode numérique, nous aborderons cette thématique à l'aide du modèle analytique du « piston », qui donne une première compréhension des phénomènes physiques qui règnent dans le bain de fusion, et quantifie les grandeurs qui le caractérisent et justifient d'éventuelles hypothèses simplificatrices. Le modèle numérique est

ensuite vérifié (au sens numérique) pour une configuration simplifiée de tir statique pleine tôle, notamment via un benchmark numérique avec le CEMEF.

Le Chapitre 3 considère un modèle de lit de poudre homogénéisé, c'est-à-dire représenté, non pas à l'aide d'un milieu granulaire, mais grâce à un domaine continu, homogène, et aux propriétés apparentes représentatives du milieu granulaire. Comme précédemment, le chapitre commence par introduire des modèles analytiques, en l'occurrence ici de la conductivité thermique équivalente des milieux granulaires. Le modèle numérique est ensuite confronté à un deuxième benchmark numérique avec le CEMEF. S'ensuit une discussion sur l'apport de ce modèle de lit de poudre équivalent sur la description des phénomènes hydrodynamiques rencontrés en SLM.

On développe ensuite dans le Chapitre 4 une méthode numérique qui permet d'intégrer au modèle thermo-hydrodynamique une description corpusculaire du rayonnement laser incident, via la méthode de tracé de rayons. Cette dernière complexifie le modèle d'interaction laser-matière, mais elle permet de décrire le phénomène de « piégeage de faisceau » qui conditionne en partie la stabilité des zones fondues lors du passage au mode *keyhole*. Bien que souvent intégré dans les modèles numériques, ce phénomène est paradoxalement rarement discuté dans la littérature. Ensuite, on présente une méthode numérique spécialement développée lors de cette thèse, qui décrit l'interaction entre le laser et la dynamique du bain de fusion, de manière auto-consistante.

Le Chapitre 5 présente une synthèse des différentes briques physiques développées. L'idée est de répondre à l'objectif de la thèse, à savoir tester l'aptitude de la modélisation numérique à expliquer comment les phénomènes physiques locaux déterminent les régimes d'interaction laser-matière et la stabilité hydrodynamique du procédé SLM. Trois thématiques seront abordées. D'abord, on étudiera la dynamique de formation du keyhole lors d'un tir laser statique et quels sont ses facteurs de déstabilisation. On étudiera ensuite l'influence de la vitesse de déplacement du laser sur la morphologie et la stabilité des cordons formés, notamment en lien avec le phénomène de piégeage de faisceau. Nous regarderons également comment le procédé SLM peut être affecté par la formation des cordons en régime transitoire. On étudiera enfin l'influence de l'atmosphère de travail sur le phénomène de dénudation de poudre en bord de cordon, via une démarche originale couplant simulation numérique, modèle analytique et lois d'échelles, dans le but de contribuer à un choix raisonné de l'atmosphère de travail.

Enfin, dans la synthèse des résultats obtenus, un accent particulier sera porté sur les pistes de recherche possibles qui permettraient de poursuivre les développements présentés, mais aussi plus globalement sur les perspectives qu'apporte la simulation numérique du procédé SLM à l'échelle mesoscopique.

Bonne lecture.

Chapitre Premier

État de l'art

Table des matières

1.1	INTRODUCTION	6
1.2	GÉNÉRALITÉS SUR LA FABRICATION ADDITIVE	6
1.2.1	PRINCIPES DE LA FABRICATION ADDITIVE	6
1.2.2	CENT ANS DE FABRICATION COUCHE PAR COUCHE.....	7
1.2.3	AVANTAGES ET LIMITES DES PROCÉDÉS DE FA	9
1.2.4	LE PROCÉDÉ DE FUSION DE LASER SÉLECTIVE.....	11
1.2.5	ENJEUX DE LA FA CHEZ SAFRAN.....	16
1.3	PHYSIQUE DU PROCÉDÉ SLM	17
1.3.1	RÉGIMES D'INTERACTION LASER-MATIÈRE	17
1.3.2	INTERACTION LASER-POUDRE-BAIN DE FUSION	18
1.3.3	HYDRODYNAMIQUE DU BAIN DE FUSION, INSTABILITÉS ET DÉFAUTS ASSOCIÉS.....	26
1.3.4	LOIS D'ÉCHELLES : PRÉDICTION DES PROFONDEURS DES ZONES FONDUES	36
1.4	SIMULATION NUMÉRIQUE DU PROCÉDÉ SLM	38
1.4.1	VALEUR AJOUTÉE DE LA SIMULATION NUMÉRIQUE.....	38
1.4.2	ÉCHELLES DE SIMULATION EN SLM	39
1.4.3	REVUE BIBLIOGRAPHIQUE DES MODÈLES MULTIPHYSIQUES	40
1.4.4	DESCRIPTION DE L'INTERFACE LIBRE	44
1.5	CONCLUSION	46
	BIBLIOGRAPHIE	48

1.1 Introduction

Le nombre d'études multiphysiques sur le procédé de Fabrication Additive (FA) par fusion laser sélective (SLM) a crû exponentiellement – au sens littéral – au cours de la dernière décennie (Figure 1-1). Bien que les thématiques investiguées à l'aide de ces modèles numériques soient assez similaires à celles que l'on peut étudier dans le contexte du soudage laser (interaction laser-matière, instabilités hydrodynamiques, formation du keyhole, *etc.*), ce dernier n'a pourtant pas bénéficié de l'effet de mode impulsé par le procédé SLM. Cette situation est à la fois un paradoxe, mais aussi une opportunité de réactualiser ces thématiques scientifiques dans le cadre de la fabrication additive.

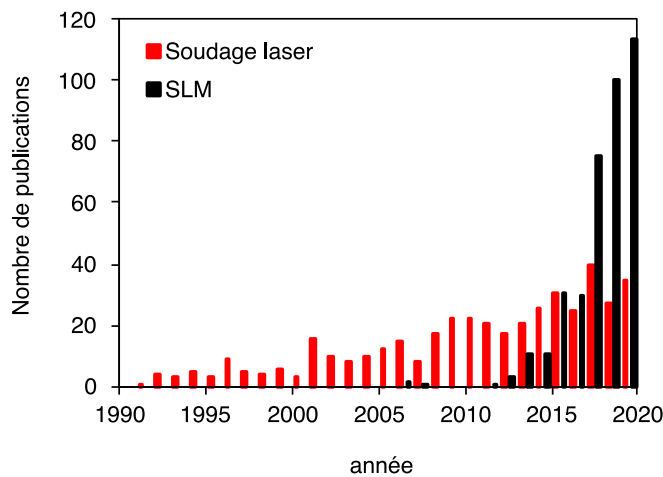


Figure 1-1 Nombre de publications annuelles dont le titre, le résumé ou les mots clés font référence à la simulation multiphysique des procédés de soudage laser et de fabrication additive par fusion laser sélective (données compilées à l'aide de Scopus).

1.2 Généralités sur la fabrication additive

1.2.1 Principes de la fabrication additive

La FA, ou impression 3D, désigne l'ensemble des procédés d'élaboration pour lesquels des pièces métalliques, céramiques ou polymères sont fabriquées par ajouts successifs de couches de matière, à partir d'un modèle conçu par CAO [1]. À quelques variantes près, qui dépendent du procédé employé, un cycle de production en FA est basé sur une chaîne numérique composée de quatre grandes étapes.

Étape 1 : conception d'un modèle 3D par CAO [Figure 1-2(a)]. Le modèle peut être conçu de zéro grâce à un logiciel dédié (Blender, CATIA®, NX®, *etc.*) ou par rétroconception, à partir d'un objet réel scanné puis importé dans un logiciel de CAO.

Étape 2 : génération d'un fichier au format *.STL [Figure 1-2(b)]. Le volume conçu précédemment est réduit à sa plus simple expression géométrique. Ses surfaces extérieures sont discrétisées à l'aide d'un maillage triangulaire et toutes ses autres caractéristiques (historique de construction, contraintes d'assemblage, textures, *etc.*) sont effacées.

Étape 3 : préparation du fichier de fabrication [Figure 1-2(c)]. C'est la phase de Fabrication

Assistée par Ordinateur (FAO), lors de laquelle le fichier STL est importé et traité dans une zone de fabrication virtuelle. À cette étape, la position, le nombre et l'orientation des pièces sont configurés. Des supports de fabrication sont ajoutés au modèle, ils permettent de solidariser les pièces au plateau (évitant leur décrochage au cours de la fabrication) et de soutenir les surfaces en contre-dépouille. Pour certains procédés, ces supports jouent également le rôle de dissipateur thermique. C'est enfin à cette étape que le modèle est « slicé », c'est-à-dire tranché en séries de strates, et que la trajectoire et les paramètres de l'outil sont calculés. L'épaisseur des strates a une influence directe sur la résolution verticale de la pièce fabriquée à travers « l'effet escalier », et sur le temps de fabrication – des fines couches assurent une fine résolution de la pièce au détriment du temps de fabrication.

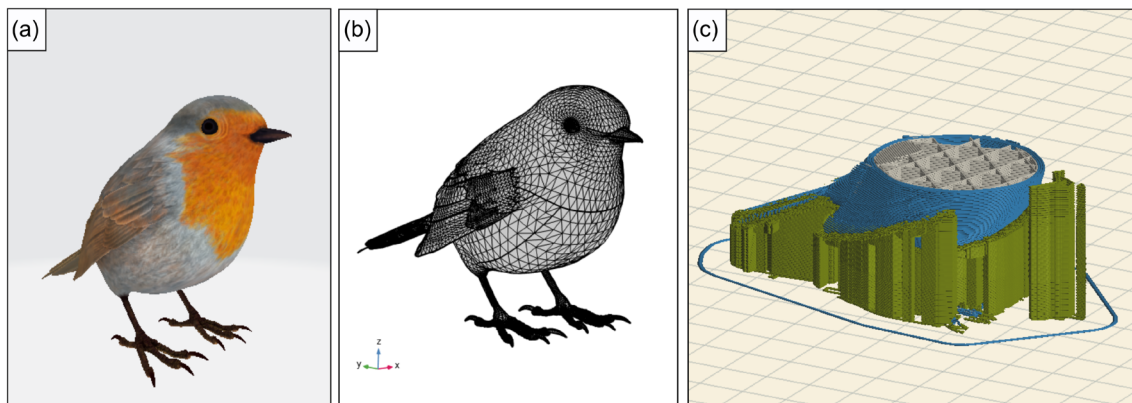


Figure 1-2 Étapes de conception en fabrication additive. (a) Modèle réaliste d'un rouge gorge, avec couleurs, textures et contraintes géométriques. (b) Le même rouge-gorge au format *.STL où seul le maillage des surfaces extérieures subsiste. (c) Le modèle de rouge-gorge à l'étape de FAO. Des supports de fabrication sont ajoutés à l'extérieur de la pièce pour soutenir les zones en contre-dépouille et à l'intérieur de la pièce pour que celle-ci soit autoporteuse.

Étape 4 : fabrication des pièces. À l'aide d'une machine d'impression 3D à commande numérique, les pièces sont fabriquées couche par couche. Cette étape est généralement précédée d'une phase de préparation de la zone de travail, avec par exemple le réglage du taux d'oxygène dans l'enceinte de fabrication, le préchauffage du matériau d'apport, *etc.*

Une fois les pièces fabriquées, elles subissent différentes opérations de post-traitement, comme après n'importe quel procédé d'élaboration. La première opération consiste simplement à désolidariser les pièces du plateau de fabrication et de leurs supports. Une seconde opération est en général un traitement de surface (sablage, surfacage, rectification, polissage, *etc.*) afin d'effacer les éventuelles traces laissées par l'opération d'extraction mais aussi, de gommer l'effet escalier propre à la fabrication additive. Enfin, en fonction des matériaux utilisés, les pièces subissent différents traitements thermiques ou mécaniques qui leur donneront leur propriétés (mécaniques, microstructurales, *etc.*) finales.

1.2.2 Cent ans de fabrication « couche par couche »

Le concept de fabrication additive défini précédemment repose sur l'exploitation d'une chaîne numérique qui commence par la CAO et se termine par l'impression d'une pièce à l'aide d'une machine à commande numérique. Cependant, l'idée de fabriquer des objets en trois dimensions en superposant des couches de matériaux est bien plus ancienne.

En effet, l'une des premières inventions d'impression 3D remonte probablement au brevet de Baker [2], qui dépose en 1920 une méthode de fabrication d'objets par superposition de cordons de soudure. Le mode de manipulation alors envisagé est principalement manuel. D'autres inventions de soudage à l'arc additif ont ensuite vu le jour dans les années 60-70, essentiellement pour fonctionnaliser des surfaces [3], réparer des pièces ou fabriquer des structures à géométrie cylindrique comme des cuves pressurisées [4]. À la même époque, on trouve également des variantes à ces méthodes, où le matériau d'apport se présente sous la forme de poudre [5] et où la source de chaleur est un faisceau laser [6]. À travers ces inventions, on retrouve donc les débuts des procédés additifs dits de dépôt de matière direct.

Cependant, c'est certainement dans le courant des années 80 que naît véritablement la fabrication additive dans son acception actuelle, grâce aux progrès réalisés dans les domaines de la CAO et de la machine-outil à commande numérique. C'est en effet la combinaison de ces deux technologies qui donne à la technique de fabrication « couche par couche » tout son potentiel.

L'invention de Housholder [7] brevetée en 1981 est à cet égard caractéristique. Il décrit dans sa déclaration d'invention trois techniques de « fonderies digitales » [7], dont une méthode qui consiste à fondre sélectivement une succession de couches de poudre avec un faisceau laser : c'est l'ancêtre du procédé de SLM. Cependant, Housholder n'exploite pas son brevet et en 1986, Deckard [8] en dépose une variante, le procédé *Selective Laser Sintering*, où les couches de poudre ne sont plus fondues mais frittées.

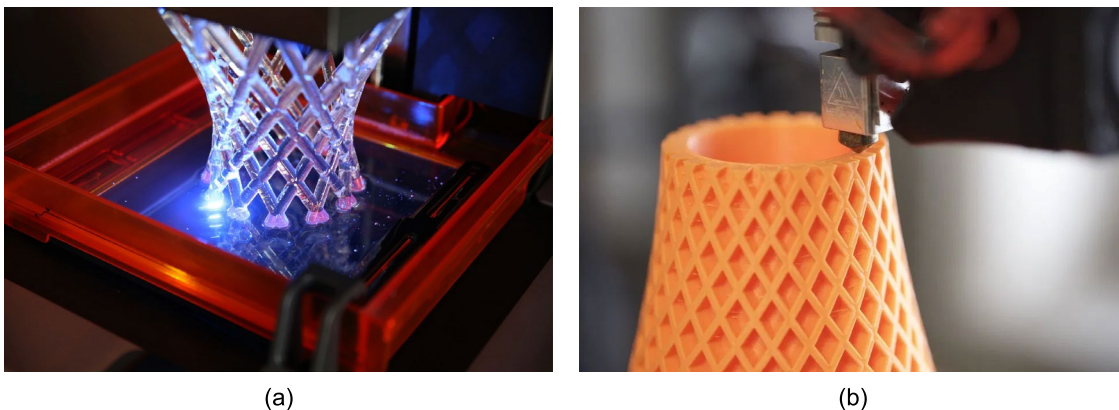


Figure 1-3 Structures *lattices* fabriquées par (a) stéréolithographie et (b) dépôt de filament.

À part l'invention des procédés de fusion/frittage laser envisagés pour plusieurs classes de matériaux, ce sont surtout les techniques d'impression 3D base polymère qui se développent dans les années 80, avec en particulier le procédé de stéréolithographie (SLA) ou photopolymérisation. Ce procédé consiste à solidifier sélectivement un bain de photopolymère à l'aide d'un rayon laser opérant dans le domaine ultraviolet [Figure 1-3(a)]. Les deux brevets majeurs de cette technique ont été déposés en 1984, par le français André [9], puis par l'américain Hull [10]. Les deux inventeurs insistent dans leurs brevets respectifs sur le fait que l'emploi de la CAO accélère et facilite la conception de pièces industrielles, et que le procédé SLA permettrait de faire s'écrouler les coûts de fabrication des prototypes. Ces considérations illustrent bien les besoins naissant dans l'industrie au cours des années 80, à savoir la possibilité de produire rapidement et à moindre coût des modèles personnalisables, afin de valider au plus tôt le design et la fonctionnalité des produits conçus.

Dans la même logique, on trouve également le procédé *Fused Deposition Modelling* – certainement

le procédé d'impression 3D le plus connu du grand public – inventé par Crump en 1989 [11], qui consiste à déposer des filaments de polymère fondus, extrudés à travers une buse chauffante [Figure 1-3(b)].

Au cours de la décennie suivante, l'essor de la fabrication additive s'accélère. Contrairement aux années 80, l'enjeu identifié n'est plus seulement de valider la forme et la fonctionnalité des produits conçus à travers des modèles ; les objectifs visés sont également de valider rapidement un choix de matériau et de produire dans un délai réduit de l'outillage pour la production en grande série. On passe donc du concept de prototypage rapide à celui d'outillage rapide [12]. C'est dans ce contexte que l'entreprise EOS commercialise la première machine de fusion/frittage laser sélective en 1995 [13], afin de répondre à la demande de fabrication rapide de moules pour l'injection plastique. D'autres procédés voient le jour entre temps.

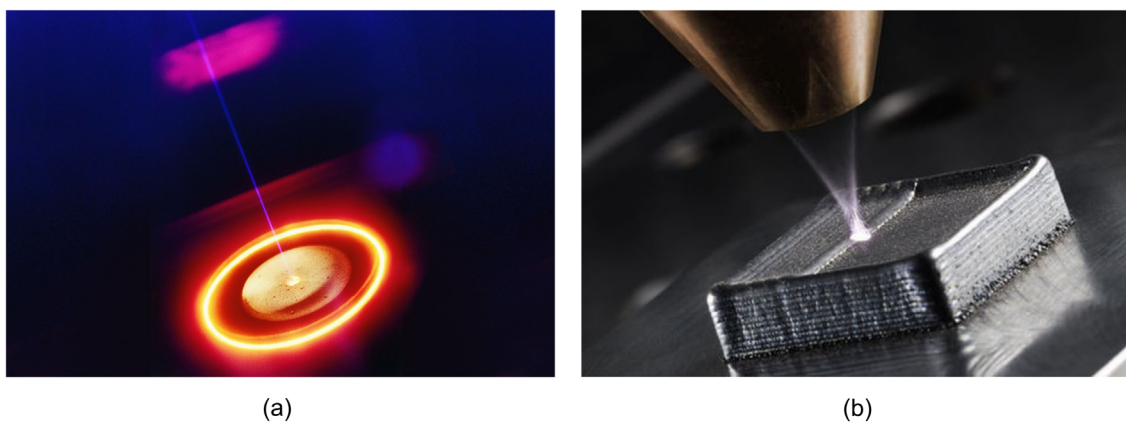


Figure 1-4 (a) Fusion par faisceau d'électrons. (b) Cube fabriqué par projection de poudre.

En 1993, le Massachusetts Institute of Technology brevète la technique d'impression 3D par jet de liant, ou *Binder jet 3D printing* [14], qui consiste à projeter sélectivement un liant à base polymère sur une succession de couches de poudre métallique. La pièce subit ensuite un traitement thermique pour fondre le liant et fritter la poudre, afin d'augmenter ses propriétés mécaniques. Ensuite, la même année, Larson [15] propose une variante du procédé de fusion de lit de « lit de poudre » où les couches de matériaux sont fusionnées par l'intermédiaire d'un faisceau d'électrons [Figure 1-4(a)]. Enfin, à partir de 1998, l'entreprise Optomec commercialise les premières machines de fabrication additive par fusion laser de poudre projetée. Ici, contrairement aux développements des années 60-70, l'objectif n'est pas uniquement de recharger ou fonctionnaliser une pièce, mais bien de produire un objet en trois dimensions [Figure 1-4(b)].

1.2.3 Avantages et limites des procédés de FA

À partir des années 60, les procédés de FA ont donc été inventés pour répondre à différents besoins industriels comme la fonctionnalisation des pièces, le prototypage et l'outillage rapides. Aujourd'hui et depuis le milieu des années 2000, la fabrication additive est envisagée comme une technique permettant de produire en petite et moyenne séries des objets complexes et à haute valeur ajoutée, au même titre qu'avec les autres procédés plus « conventionnels » comme la fonderie, la forge ou l'usinage [12]. La FA présente d'ailleurs quelques avantages comparatifs, à savoir :

- Une flexibilité dans la conception. Personnaliser le design, intégrer des fonctionnalités internes aux pièces (canaux internes, *etc.*) ou combiner plusieurs pièces en une pour minimiser le nombre d'assemblages est facilité. Les méthodes d'optimisation topologiques permettent de réduire la masse des pièces tout en optimisant leur tenue mécanique. Cependant, comme pour tous les procédés, des règles de conception spécifiques aux différentes méthodes de FA doivent être suivies afin de tirer parti de cette flexibilité de conception.
- L'accélération du processus de production, notamment grâce à une chaîne numérique fluide. Tous les procédés ont connu une accélération des processus de production grâce à la CFAO et aux machines à commande numérique. Cependant avec la FA, produire des pièces de complexité croissante ne demande pas nécessairement d'étapes ou de dispositifs spécifiques supplémentaires. Si le *design* d'une pièce est modifié, la méthode de fabrication ne change pas fondamentalement alors qu'avec d'autres procédés, un changement de *design* même léger peut entraîner la mise en place de sous-étapes de fabrication, d'assemblages, voire la remise en question complète de la faisabilité dudit procédé.
- La possibilité de mettre en place une chaîne de production décentralisée.
- L'utilisation optimisée de la matière première, qui n'est déposée que là où elle est nécessaire.
- Les procédés de FA sont relativement accessibles à tous les acteurs qui n'ont pas forcément une culture historique de la machine-outil (car il n'y a pas de mécanique lourde).

Cependant, il semble que la diffusion et la démocratisation des procédés additifs se confronte toujours à quelques défis, notamment :

- Un coût d'investissement et des frais de fonctionnement encore relativement élevés pour la plupart des acteurs en dehors du secteur aéronautique. Le coût élevé de la matière première et du temps d'utilisation machine ne rendent les procédés de FA concurrentiels que pour des petites séries. Cependant, cela doit être relativisé en fonction des procédés de FA. Par exemple, le procédé de fabrication par dépôt de fil (WAAM) peut s'appuyer sur un outillage de soudage à l'arc robotisé préexistant, et des filières de production de matière première relativement bien développées. En revanche, pour les procédés de fusion de lits de poudre, des machines et matériaux d'apport spécifiques sont nécessaires.
- Le manque de standards, accompagné d'une difficulté à garantir la certification et les coûts des pièces dans un environnement en constante évolution.
- La remise en question de certains schémas de production industriels bien ancrés.
- Un manque de fiabilité des chaînes de données pour développer la production décentralisée.
- Les limites des capacités dimensionnelles des machines de FA, ainsi que leur obsolescence rapide.
- La production d'une pièce parfois difficilement transposable d'une machine à une autre.
- Un défaut de compréhension des mécanismes physiques à la base des procédés de FA.

Pour relever ces défis, de nombreuses initiatives se développent, en particulier afin d'accélérer la

compréhension, la maîtrise et la standardisation des procédés additifs. Donnons quelques exemples non-exhaustifs.

Concernant le développement de standards, l'agence America Makes publie depuis 2017, avec la participation de l'American National Standards Institute, des feuilles de route pour la fabrication additive, dont le but est de faire l'état des lieux des standards existants dans différents secteurs d'activités, d'identifier leurs limites, afin de proposer des actions de standardisation prioritaires [16]. Ensuite, concernant la fiabilisation des chaînes d'information et de données, l'entreprise américaine VeriTX développe un système de chaîne logistique numérique basé sur la blockchain, afin de créer dans le secteur aéronautique, un réseau de distribution sécurisé de modèles 3D entre équipementiers et sous-traitants [17]. Aussi, en ce qui concerne la diffusion et la démocratisation des procédés de FA, on peut citer la création en 2017 de la plateforme technologique Additive Factory Hub [18], basée en Île-de-France, qui regroupe 10 membres fondateurs industriels et universitaires dont le groupe Safran, le Cetim et l'école d'Arts et Métiers. L'objectif affiché de cette structure est de proposer une plateforme collaborative ouverte où moyens de production et expertises sont mutualisés, afin d'accélérer la maîtrise des procédés additifs et de leur « démocratisation » dans l'industrie, en particulier auprès des petites et moyennes entreprises. D'autres structures similaires ont vu le jour hors de la région parisienne, tel que Platinum 3D [19] dans la région Grand-Est.

1.2.4 Le procédé de fusion laser sélective

1.2.4.1 Présentation générale du procédé SLM

On peut classer les procédés de fabrication additive base métallique en fonction de leur mode d'assemblage et du type de matériau d'apport (Figure 1-5). À partir de cette classification, on identifie déjà une différence fondamentale entre les procédés de fusion et les procédés indirects à base de liant. Les procédés de fusion produisent par définition des pièces aux propriétés anisotropes, puisque le dépôt et la fusion de matière sont directionnels. En revanche, les pièces à base de liant sont par la suite frittées, ce qui tend à rendre leurs propriétés mécaniques isotropes.

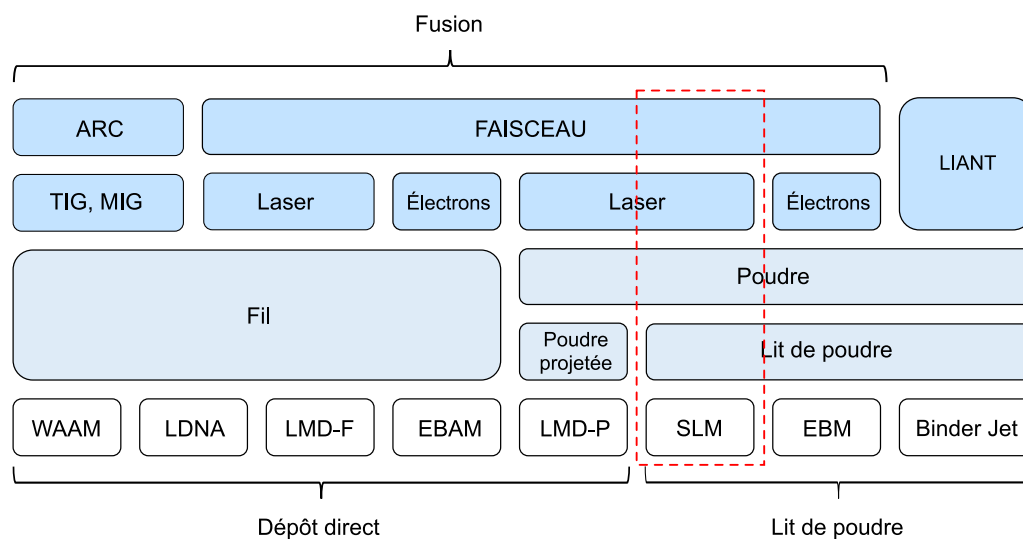


Figure 1-5 Quelques procédés de fabrication additive métallique classés selon le mode de d'assemblage (ex : fusion par faisceau laser) et la nature du matériau d'apport.

Parmi ces techniques, on trouve le procédé SLM qui procède par fusion sélective d'une succession de couches de poudre déposées sur un plateau de fabrication via un système de mise en couche, suivant une trajectoire prédéfinie. Plus précisément, un cycle de production en SLM se déroule comme suit [Figure 1-6(a)-(b)]:

Étape 1 : étalement de la poudre. Le plateau de fabrication s'abaisse d'une hauteur égale à l'épaisseur de couche de poudre, et le système de mise en couche (un rouleau ou un racleur) étale la poudre sur le plateau de fabrication. En SLM, le diamètre médian de la poudre se situe typiquement entre $15\ \mu\text{m}$ et $45\ \mu\text{m}$. Recourir à un rouleau à la place d'une lame d'étalement permet d'utiliser des poudres plus fines, avec un diamètre médian de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$, ce qui assure un meilleur état de surface de la pièce. De plus, le rouleau a un effet de compactage du lit de poudre qui autorise la fabrication de pièces avec des angles de contre-dépouilles plus importants qu'avec une lame. En revanche, les poudres fines, de plus grande surface spécifique, sont soumises à davantage de forces de cohésion, ce qui les rend difficiles à étaler avec un racleur.

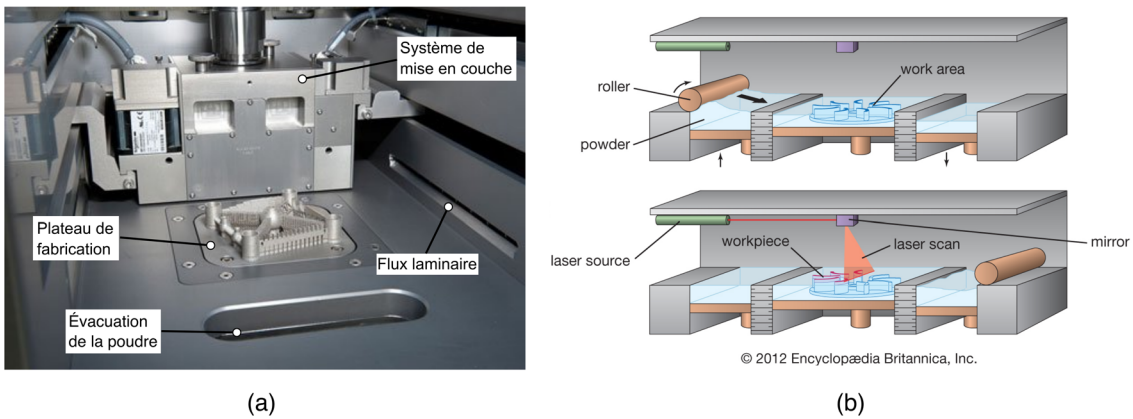


Figure 1-6 (a) Enceinte de fabrication d'une machine SLM Solution (b) Schéma de principe du procédé SLM.

Étape 2 : fusion du lit de poudre. Le faisceau laser fond la couche de poudre qui vient d'être déposée, en suivant une trajectoire prédéfinie lors de l'étape de FAO. Cette opération s'effectue généralement à l'aide d'un laser à fibre monomode, opérant dans le proche-infrarouge (longueur d'onde $\sim 1,07\ \mu\text{m}$). Notez que des lasers à plus faible longueur d'onde, opérant notamment dans le vert ($\sim 515\ \text{nm}$) ou dans le bleu ($\sim 450\ \text{nm}$), commencent à être disponibles industriellement pour élaborer des pièces avec des alliages très réfléchissants dans l'IR, comme les alliages de cuivre ou d'aluminium. Le faisceau laser balaye le lit de poudre par l'intermédiaire d'une tête scanner, composée de deux miroirs galvanométriques. À cause de l'inertie de ces miroirs, la vitesse de balayage des lasers est limitée à environ $5\ \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, là où en EBM, le système de pilotage magnétique du faisceau d'électrons autorise des vitesses de l'ordre de $30\text{-}40\ \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$. Lors de la fabrication, l'atmosphère de travail est inertée, souvent à l'aide d'argon ou de diazote, afin de limiter l'oxydation à chaud des pièces ($\%O_2 < 400\ \text{ppm}$ [20]). De plus, un flux laminaire est généré au-dessus de la zone de fabrication, afin d'évacuer les éjections de matière qui se forment au cours de l'interaction laser-matière. Enfin, le lit de poudre peut être préchauffé par résistance via le plateau de fabrication ($\sim 200\text{-}500^\circ\text{C}$), afin de limiter l'amplitude des contraintes résiduelles formées au cours du refroidissement.

Étape 3 : le plateau s'abaisse à nouveau, une nouvelle couche de poudre est déposée. Si à la première étape, l'épaisseur de couche de poudre est égale à la hauteur d'abaissement de plateau, aux

étapes suivantes, celle-ci est augmentée d'une épaisseur qui résulte de la densification de la couche précédente. Au bout de n couches, on montre que l'épaisseur de poudre vaut la hauteur d'abaissement du plateau divisée par la compacité du lit de poudre [21].

Étape 4 : fusion de la nouvelle couche de poudre. Les paramètres du laser doivent donc être réglés afin de fondre entièrement la nouvelle couche de poudre et à refondre au moins une couche de métal solidifié afin d'assurer une cohésion entre chaque strate de fabrication.

Les étapes 3 et 4 sont ensuite répétées jusqu'à la fin de la fabrication. L'enceinte est par la suite désinertée, les pièces sont extraites de l'enceinte de fabrication avant d'être dépoussiérées (*i.e.* extraction de la poudre résiduelle non fusionnée) et de subir d'éventuels traitements de surface ou thermiques. La poudre non utilisée est enfin recyclée.

1.2.4.2 Paramètres du procédé

Yadroitsev (2009) [22] estime que le procédé SLM repose sur plus de cent paramètres. On peut en effet ajouter à la description précédente du procédé, des considérations sur la position, le nombre et l'orientation des pièces sur le plateau, le nombre de supports par pièce, et surtout détailler la stratégie de lasage souvent complexe et multiparamétriques (Tableau 1-1).

Pour simplifier l'étude de la stabilité des cordons en SLM, et afin (1) de réaliser des pièces entièrement denses, (2) assurer une continuité métallurgique entre chaque couche et (3) limiter la formation d'éjections, on se sert en général de paramètres énergétiques unifiés. Trois densités d'énergie sont le plus souvent utilisées ; il s'agit de la LED (*Linear Energy Density*), de la VED (*Volumétrique Energy Density*) et de l'EBV (*Energy for a Built Volume*) :

$$LED = \frac{P_L}{V_L} \quad (1.1)$$

$$VED = \frac{4P_L}{V_L \pi D_L^2} \quad (1.2)$$

$$EBV = \frac{P_L}{V_L e_p v E_c} \quad (1.3)$$

où P_L , V_L et D_L sont respectivement la puissance, la vitesse et le diamètre du faisceau laser, e_p est l'épaisseur de couche de poudre et E_c est l'écart vecteur (distance entre deux cordons).

La LED est utilisée en soudage laser, afin de quantifier l'énergie apportée par millimètre de cordon. Le défaut de cet indicateur est qu'il n'intègre pas le diamètre de spot. Il ignore donc l'irradiance incidente, qui est pourtant essentielle dans les conditions d'interaction laser-matière (cf. Chapitre 2). La VED, qui peut être réécrite comme l'intensité incidente divisée par la vitesse de balayage, corrige donc cette limite. Cependant, si cet indicateur est utile à l'échelle d'un monocordon et décrit correctement l'évolution des profondeurs de fusion, il ne permet pas de quantifier l'énergie apportée à l'échelle d'une couche de poudre. C'est le troisième indicateur, l'EBV, qui répond à ce besoin en intégrant l'épaisseur de couche de poudre et l'écart vecteur.

Tableau 1-1 Liste non-exhaustive des paramètres du procédé SLM.

Paramètres laser [unité]	Valeurs
Puissance laser [W]	100-1000
Vitesse de balayage [$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$]	200-2000
Diamètre de faisceau [μm]	50-200
Distribution d'irradiance	Gaussienne ou top-hat
Paramètres du lit de poudre [unité]	Valeurs
Épaisseur de couche [μm]	50-200
Diamètre des particules [μm]	15-45 (médian)
Forme des particules	Sphériques, irrégulières, satellisées
Taux d'humidité dans la poudre	-
Type de matériau	aciers (inoxydables, à outils, <i>maraging</i>), base nickel (Inconel [®] 625-718-738, Hastelloy [®] X), titane (pure, Ti-6Al-4V, Ti-6Al-7Nb, TiTa), aluminium (Al-Si-12, Al-Si-10Mg), cobalt-chrome (CoCrMo), cuivre (pure)
Stratégies de construction [unité]	Valeurs
Écart-vecteur [μm]	50-250
Mode de scan	<i>skywriting, delay</i>
Stratégie de remplissage / contour	lignes, damier, hatch distance, offset contours <i>etc.</i>
Paramètres de l'enceinte [unité]	Valeurs
Gaz de protection	argon, diazote, hélium
Débit du flux laminaire [$\text{l} \cdot \text{min}^{-1}$]	-
Température de préchauffage [$^{\circ}\text{C}$]	200-500

Cependant, aucun paramètre n'intègre le temps de refroidissement entre cordons (ou entre chaque couche), qui est un indicateur important des contraintes et déformations thermiques subies par la pièce. De plus, que ce soit la LED, la VED ou l'EBV, ces paramètres ne reposent en réalité que sur une faible assise physique, et ne permettent notamment pas de discriminer les rôles respectifs de la puissance laser et de la vitesse de balayage, ni même de délimiter rigoureusement les différents régimes d'interaction laser-matière.

Un exemple parlant est donné dans les travaux de Scipioni Bertoli et *al.* (2017) [23]. En réalisant cinq monocordons à VED constante ($242 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ en l'occurrence) sur un acier 316L, ils montrent que plus on augmente la puissance et la vitesse (allant de 100 W et $100 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ à 500 W et $500 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$), plus les cordons sont instables. Pour être précis, les cordons passent d'un mode *keyhole* relativement stable au régime de *humping* (cf. paragraphe 1.3.3.3).

Ce dernier exemple illustre bien l'intérêt qu'il y a à comprendre les phénomènes hydrodynamiques qui régissent la stabilité des lignes de fusion en SLM. C'est donc là l'un des objectifs principaux de notre travail. Nous reviendrons en paragraphe 1.3 sur les différents modes de fusion que l'on rencontre en SLM, et nous montrerons qu'il existe des lois d'échelles plus pertinentes que les paramètres unifiés précédents pour les discriminer.

1.2.4.3 Exemples de réalisations

Le procédé SLM est particulièrement adapté à la fabrication de pièces de faibles et moyennes dimensions ($\sim 1\text{-}50\text{ cm}$), très complexes géométriquement. Comme suggéré par Housholder [7], les secteurs du médical et de l'aéronautique sont les deux cibles privilégiées de ce procédé. Nous présentons donc sur la Figure 1-7 quatre exemples de réalisations liés à ces secteurs d'activités.

La Figure 1-7(a) montre un implant maxillo-facial en titane, conçu, fabriqué et commercialisé par l'entreprise belge Materialise [24]. Le crâne du patient est scanné à l'aide d'un scanner 3D, et la géométrie obtenue est importée dans un logiciel de CAO (rétroconception) afin de concevoir une prothèse sur-mesure, donc parfaitement adaptée à la morphologie du patient. Sa structure poreuse permet à la fois d'obtenir des propriétés mécaniques proches de l'os, mais aussi de faciliter la croissance osseuse autour de l'implant. Un alliage de titane est choisi car ce dernier est biocompatible, et limite donc le phénomène de rejet.

La Figure 1-7(b) montre ensuite un deuxième exemple issu du secteur médical. Il s'agit cette fois-ci d'une prothèse vertébrale en alliage de titane, conçue, fabriquée et commercialisée par l'entreprise néerlandaise FMI Instrumed [25]. Ici l'accent est particulièrement porté sur les propriétés mécaniques de l'implant. Tout en supportant le poids du patient, la prothèse doit impérativement présenter les mêmes caractéristiques mécaniques que l'os dans lequel elle est implantée, afin de limiter le retrait osseux provoqué par le phénomène de déviation de contraintes.

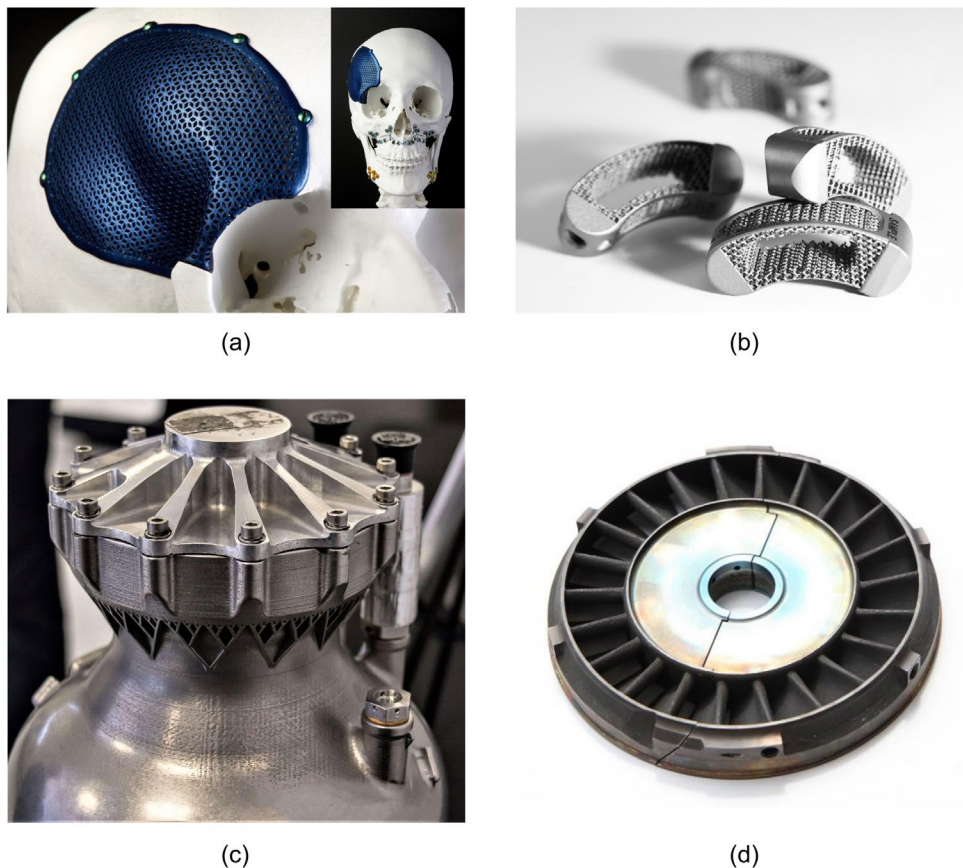


Figure 1-7 (a) Prothèse maxillo-faciale en alliage de titane. (b) Prothèse vertébrale en alliage de titane. (c) Chambre de combustion en Inconel[®] du moteur SuperDraco conçu et fabriqué par SpaceX. (d) Distributeur de turbine en Hastelloy[®] X conçu et fabriqué par Safran Power Unit.

Le troisième exemple illustré sur la Figure 1-7(c) est une chambre de combustion en Inconel[®], du moteur de la fusée SuperDraco conçue et fabriquée par l'entreprise SpaceX [26]. Dans les exemples précédents, la valeur ajoutée du procédé SLM résidait dans la possibilité de personnalisation et d'optimisation topologique des implants. Ici, c'est un gain de masse qui est recherché, et la possibilité d'intégrer des fonctionnalités dans les pièces (typiquement des canaux de refroidissements).

Enfin, le dernier exemple sur la Figure 1-7(d) montre un distributeur de turbine en Hastelloy[®] X, conçu et fabriqué par Safran Power Unit [27], et certifié par l'agence européenne de la sécurité aérienne. À l'image de l'exemple précédent, la reconception de cette pièce a permis de réduire de 35% la masse de l'objet, mais également, de diviser par deux le nombre de sous-composants.

1.2.5 Enjeux de la FA chez Safran

Le groupe Safran fait partie du conseil ACARE (*Advisory Council for Aeronautics in Europe*) [28], qui fixe les objectifs en termes de leadership industriel et de l'amélioration des performances des aéronefs en Europe (rapport Flightpath 2050 [28-29]). Pour Safran, ces objectifs se déclinent en trois enjeux principaux :

- La réduction de la masse et des volumes des pièces aéronautiques.
- L'augmentation des rendements des moteurs.
- La réduction des nuisances et des polluants lors de la production (avec notamment des objectifs de -85% d'émission de NO_x et une réduction du bruit de 55% d'ici à 2035).

On comprend alors que les technologies d'impression 3D et le procédé de SLM en particulier soient des secteurs stratégiques de recherche et d'investissement pour Safran. On l'a vu, la réduction de la masse, du volume des pièces et du nombre de leurs sous-composants est permise par la grande flexibilité de conception qu'autorise la FA. Aussi, l'augmentation des rendements des moteurs est possible notamment en fonctionnalisant certaines pièces par l'intégration de canaux de refroidissement. Enfin, le raccourcissement des chaînes de production participe à la réduction des nuisances et des émissions de polluants lors de la production. Tous ces principes sont concrètement mis en œuvre à travers la fabrication de prototypes de moteurs entièrement fabriqués par impression 3D (Figure 1-8), qui démontrent la faisabilité des objectifs et préparent à la généralisation progressive des pièces fabriquées par impression 3D dans le secteur de l'aéronautique.

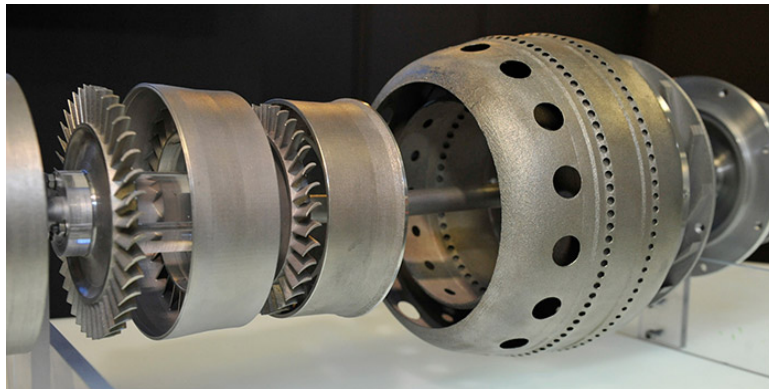


Figure 1-8 Prototype d'un groupe auxiliaire de puissance entièrement produit en FA par Safran Power Unit.

Cependant, s'il y a encore quelques années l'effet de mode entourant l'impression 3D laissait entrevoir cette technologie comme une « panacée », on sait qu'en aéronautique, les technologies de FA sont toujours confrontées au mur de la certification, comme rappelé par le rapport ACARE 2017 [30]. La certification d'une pièce de FA en aéronautique suppose de porter à une très grande maturité scientifique et technologique le procédé de fabrication associé, ce qui passe notamment par une compréhension et une maîtrise des phénomènes physiques sous-jacents.

En fusion laser sélective, on l'a vu, on ne peut réduire la compréhension du procédé à de simples indicateurs qui combinent les paramètres opératoires. Un enjeu fondamental de la maîtrise de ce procédé est de comprendre les mécanismes physiques qui régissent l'interaction laser-matière et le comportement hydrodynamique du bain de fusion à l'échelle locale, et cette thèse s'inscrit justement dans ce contexte. Avant de développer la contribution du présent travail, nous allons faire un état des lieux assez fondamental sur la physique de l'interaction laser-matière (ILM) en SLM, et sur les régimes hydrodynamiques que l'on rencontre à l'échelle du bain de fusion.

1.3 Physique du procédé SLM

1.3.1 Régimes d'interaction laser-matière

Lorsque l'on étudie un procédé laser de puissance, on commence traditionnellement par le définir en termes de régime d'ILM. On le place donc sur un plan (irradiance incidente, durée d'impulsion), deux paramètres qui déterminent l'état de la matière qui est mise en œuvre.

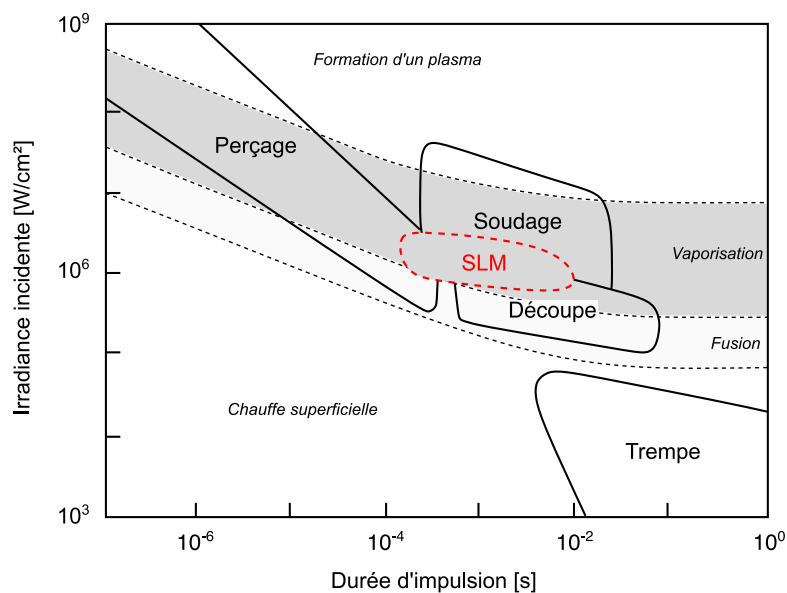


Figure 1-9 Cartographie des régimes d'interaction laser-matière, états de la matière et procédés associés.
Adapté de Hügel et Graf (2009) [31].

D'après la Figure 1-9, le procédé de fusion laser sélective, est très proche du régime de soudage. Nous retrouverons dans les paragraphes suivants les nombreuses analogies existantes entre les deux procédés de SLM et de micro-soudage.

D'après les paramètres procédés reportés dans le Tableau 1-1, l'irradiance incidente en SLM est de l'ordre de $1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, et la durée d'interaction vaut entre 10^{-4} et 10^{-2} s, en fonction de la vitesse de balayage et de la longueur du cordon. Dans ce régime, l'énergie incidente est à priori suffisante pour fondre et vaporiser la cible irradiée. En fonction de l'état de la matière (poudre, métal fondu, ou matériau partiellement vaporisé), les mécanismes de couplage énergétiques varient et l'ILM est régie par des lois différentes. Ce sont ces lois et ces mécanismes que nous allons étudier dans le paragraphe suivant.

1.3.2 Interaction laser-poudre-bain de fusion

1.3.2.1 Vue d'ensemble

L'évolution du couplage énergétique en fonction de l'état de la matière en SLM peut être synthétisée par la courbe en « racine carré » de la Figure 1-10, qui schématise l'absorbance apparente du matériau irradié en fonction de l'énergie (LED ou VED) mise en œuvre dans le procédé.

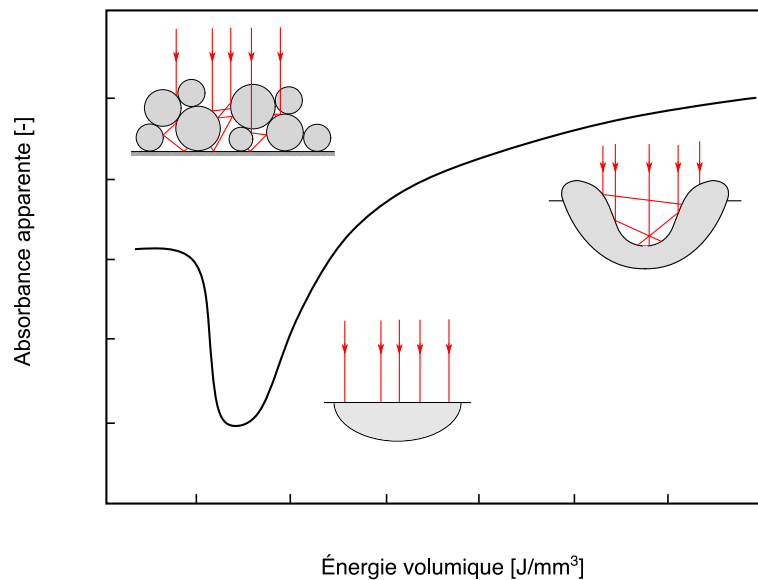


Figure 1-10 Absorbance en fonction de l'énergie incidente. Adapté de Trapp et *al.* (2017) [32] et Ye et *al.* (2019) [33].

À faible énergie volumique (ou aux premiers instants de l'interaction) le niveau d'absorption est relativement élevé parce que le rayonnement incident est piégé par le lit de poudre. Lors de la fusion, le laser éclaire un métal dense qui agit comme un miroir, faisant baisser le niveau d'absorption. Enfin, lors de la vaporisation progressive, une pression de recul s'applique à la surface du bain de fusion, ce qui génère une forme de cavité optique, ou *keyhole*, qui piège le rayonnement incident par réflexions multiples, et augmente le couplage énergétique.

Ces trois états de la matière sont rencontrés en SLM de façon plus ou moins transitoire d'une paramétrie à une autre. Pour maîtriser le procédé, nous devons donc comprendre l'ensemble des mécanismes physiques de couplage, à commencer par le cas général de l'absorption d'un faisceau laser par un métal dense.

1.3.2.2 Absorption du rayonnement laser par le métal dense

Le faisceau laser est une onde électromagnétique monochromatique, dont les propriétés et les lois de propagation dans un milieu donné sont décrites par les équations de Maxwell. Lorsqu'une onde électromagnétique éclaire une surface métallique, le nuage d'électrons libres situé dans la bande de conduction se met à vibrer sous l'action du champ électrique de l'onde incidente [34]. En vibrant, les électrons génèrent à leur tour un champ électrique vers l'extérieur du matériau, déphasé de 180° par rapport au champ électrique incident, et avec un angle d'émission égal à l'angle d'incidence (par rapport à la normale à la surface). Il s'agit du rayonnement réfléchi. D'autre part, les électrons émettent un champ électrique vers l'intérieur du matériau, dont l'intensité décroît exponentiellement avec la profondeur (suivant une loi de type Beer-Lambert), et qui correspond au rayonnement transmis. Les vibrations des électrons sont par ailleurs absorbées par la structure cristalline du matériau, ce qui se manifeste à l'échelle macroscopique par un échauffement de la surface irradiée.

En somme, une onde électromagnétique est réfléchi (R_0), transmise (T_{r0}) et absorbée (A_0) par le matériau irradié :

$$R_0 + T_{r0} + A_0 = 1 \quad (1.4)$$

Comme mentionné plus haut, l'intensité transmise dans le matériau décroît exponentiellement avec la profondeur de pénétration, en suivant la loi de Beer-Lambert [34] :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{-4\pi k_\lambda}{\lambda} z\right) \quad (1.5)$$

où k_λ est le coefficient d'extinction à la longueur d'onde du laser λ , et z est la distance parcourue par le rayonnement à l'intérieur du matériau.

On reporte dans le Tableau 1-2 les indices de réfraction du nickel et du titane pur, les éléments de base des alliages étudiés dans ce manuscrit. Si on définit l'épaisseur de peau comme la distance à laquelle l'intensité transmise I vaut $1/e^2$ fois l'intensité incidente I_0 [34], alors on trouve 32 nm et 42 nm respectivement pour le nickel et le titane. Autrement dit, comparé aux épaisseurs de peau thermiques ($\sqrt{\alpha t}$, avec α la diffusivité thermique) des deux matériaux et des métaux en général qui est de l'ordre de 100 μm pour un temps caractéristique de 10^{-3} s, on peut considérer les métaux comme opaques et le dépôt d'énergie comme surfacique.

En conséquence, on peut négliger la quantité d'énergie transmise dans le matériau devant les quantités réfléchies et absorbées. Dans ce cas, l'équation (1.4) se simplifie :

$$A_0 + R_0 = 1 \quad (1.6)$$

Le coefficient de réflexion R_0 peut être exprimé en fonction des indices de réfraction n_λ et k_λ du

Tableau 1-2 Indices de réfraction et absorbance normale du nickel et du titane purs à 1,06 μm [34].

Matériau	k_λ	n_λ	A
Nickel	5,26	2,62	0,26
Titane	4,0	3,8	0,39

milieu irradié [équation (1.7)], mais il dépend aussi de nombreux paramètres tels que l'angle d'incidence, la température et la rugosité de la surface éclairée, la longueur d'onde du laser, la présence de films d'oxydes, *etc.* Dans ce qui suit, nous rappelons brièvement l'influence de quelques-uns de ces paramètres sur le coefficient d'absorption des métaux.

$$R_0 = \frac{(1 - n_\lambda)^2 + k_\lambda^2}{(1 + n_\lambda)^2 + k_\lambda^2} \quad (1.7)$$

a. *Influence de l'angle d'incidence*

La dépendance du coefficient d'absorption (ou de réflexion) à l'angle d'incidence s'exprime à l'aide des relations de Fresnel [34] :

$$R_p = \frac{[n_\lambda - 1/\cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2}{[n_\lambda + 1/\cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2} \quad (1.8)$$

$$R_s = \frac{[n_\lambda - \cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2}{[n_\lambda + \cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2} \quad (1.9)$$

$$R_F = \frac{1}{2}(R_p + R_s) \quad (1.10)$$

Les équations (1.8) et (1.9) ressemblent à l'équation (1.7), mais elles font en plus intervenir le cosinus de l'angle d'incidence θ . Les indices « p » et « s » font référence à la polarisation de l'onde électromagnétique : « p » lorsque l'orientation du champ électrique est comprise dans le plan d'incidence (formé par les rayonnements émis et réfléchis), et « s » lorsque celle-ci est perpendiculaire (« s » comme *Senkrecht* qui signifie perpendiculaire en Allemand [34]). Lorsque l'onde incidente n'est pas polarisée – ce qui est le cas des lasers utilisés en SLM –, le coefficient de réflexion est alors calculé comme la moyenne des réflectances obtenues avec les deux autres polarisations [équation (1.10)].

Physiquement, le fait que l'absorbance dépende de l'angle d'incidence et de la polarisation de

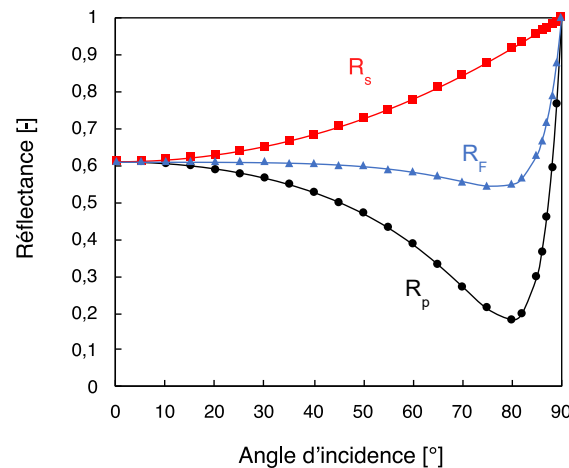


Figure 1-11 Réflectance en fonction de l'angle d'incidence et en fonction de la polarisation.

l'onde, s'explique par un couplage plus ou moins efficace entre les électrons et le champ électrique incident, en fonction de la direction de ce dernier. On trace les équations (1.8)-(1.10) sur la Figure 1-11, en prenant les indices de réfraction du titane pur à $1,06 \mu\text{m}$ (cf. Tableau 1-2). Lorsque l'orientation du champ électrique est confondue avec le plan d'incidence, le couplage est effectivement plus efficace, ce qui se traduit par une réflectance globalement plus faible que lorsque l'onde est polarisée perpendiculairement. En revanche pour l'onde non polarisée, la réflectance est quasi-constante ($\sim 0,6$) sur presque toute la plage angulaire, puis augmente brutalement entre 80° et 90° .

b. Influence de la rugosité

Toute surface présente des aspérités susceptibles de piéger localement le rayonnement incident, augmentant ainsi le couplage énergétique. Du fait de la rugosité de la surface, le rayonnement peut également être rediffusé dans toutes les directions au lieu d'être réfléchi de façon spéculaire. Nous n'étudierons pas ces mécanismes ici étant donné qu'en SLM, le faisceau laser interagit avec le métal dense à l'état liquide.

c. Influence de la longueur d'onde

La réflectance diminue généralement avec la longueur d'onde pour la plupart des métaux (Figure 1-12). Sans expliquer précisément l'allure des courbes de réflectance en fonction de la longueur d'onde, on peut comprendre cette tendance en considérant le fait que l'énergie des photons augmente lorsque la longueur d'onde diminue (relation de Planck) et que par conséquent, le couplage entre les photons incidents et la vibration des électrons est d'autant plus efficace que la longueur d'onde est courte [34].

d. Influence de la température

Pour un état de la matière métallique (solide ou liquide) et une longueur d'onde donnés, on observe généralement une augmentation de l'absorbance avec la température, car l'agitation particulaire qui traduit la montée en température permet d'augmenter la quantité d'énergie échangée entre les

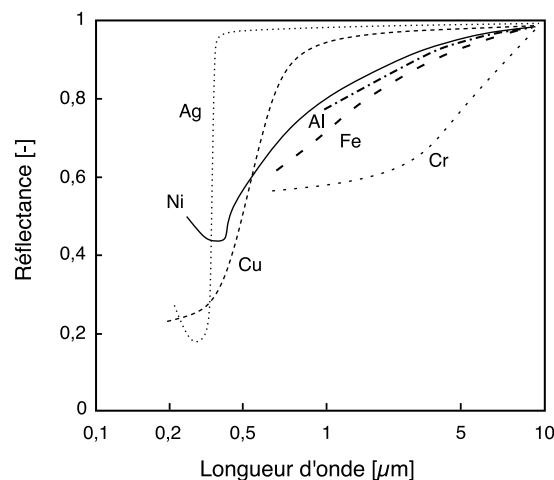


Figure 1-12 Réflectance de différents métaux purs en fonction de la longueur d'onde. Adapté de Laurens et al. (1996) [35].

électrons et la structure cristalline. On trouve des exceptions, certains aciers notamment, qui voient leur réflectance croître avec la température [34].

e. Influence de la fusion

Le passage à l'état liquide joue également sur la quantité d'énergie absorbée par une cible métallique irradiée. Plusieurs facteurs entrent en compétition à la fusion. Notamment, les liaisons atomiques s'étirent lors du changement de phase, si bien que la probabilité de « chocs » entre les photons incidents et le nuage d'électrons dans la couche de diffusion diminue, et tend à faire chuter l'absorbance. D'autre part, d'après le modèle de Drude, l'absorbance augmente avec la résistivité électrique du métal qui augmente généralement à la fusion [36]. Par ailleurs, il existe un effet géométrique dû à l'état de surface « miroir » du liquide, qui tend à diminuer la quantité d'énergie absorbée [33].

Pour l'Inconel 625[®] ou le Ti-6-Al4V, on trouve finalement que l'absorbance à 1,06 μm chute à la température de fusion [33]. En revanche pour le cuivre pur à la même longueur d'onde, l'augmentation de la résistivité électrique l'emporte sur les autres facteurs, et l'absorbance augmente à la fusion.

1.3.2.3 Absorption du rayonnement laser par le lit de poudre

Dans les lits de poudre, le mécanisme de couplage énergétique diffère quelque peu. Un lit de poudre est un milieu granulaire, composé d'un empilement de grains solides, généralement de forme sphérique, et d'un gaz interstitiel présent entre les grains. Lorsque le faisceau incident éclaire le lit de poudre, chaque grain absorbe et réfléchit individuellement une fraction de l'énergie incidente, selon les mécanismes décrits précédemment. Cependant, l'énergie réfléchie est aussi en partie renvoyée vers le lit de poudre : le faisceau incident est alors d'une certaine façon « piégé » par le lit de poudre, d'où une augmentation de l'absorbance apparente du système (Figure 1-13). À l'échelle mesoscopique, la chaleur n'est donc plus déposée en surface, mais en volume. L'efficacité de ce mécanisme dépend bien évidemment des propriétés des grains (granulométrie, forme, rugosité, *etc.*), mais aussi de la configuration géométrique du lit de poudre (épaisseur, porosité, *etc.*).

Ce sujet a fait l'objet de nombreuses études expérimentales, analytiques et numériques. Outre les mesures de Trapp et *al.* (2017) [32] et Ye et *al.* (2019) [33], on peut également citer les travaux plus

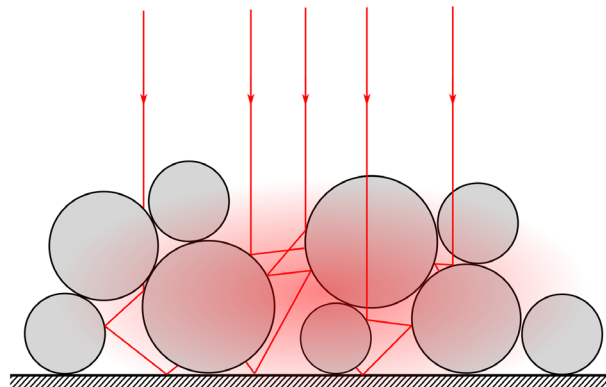


Figure 1-13 Schéma du mécanisme de piégeage de faisceau dans le lit de poudre.

récents de Simonds et *al.* (2020) [37], qui ont mesuré par sphère intégrante, l'absorbance apparente d'un lit de poudre de 316L de 300 μm de profondeur. Ils trouvent une valeur moyenne de 0,74 pour le lit de poudre, alors que l'absorbance du 316L solide est comprise entre 0,2 et 0,3 ; soit entre deux et quatre fois moins.

Gusarov et Smurov (2010) [38] ont également développé un modèle analytique d'absorption du lit de poudre. Ils distinguent notamment les lits de poudre « infiniment » profonds, dans lesquels le rayonnement incident s'éteint, et les lits de poudre peu profonds, où une fraction du rayonnement incident atteint et est réfléchi par le substrat métallique. Avec l'approximation de l'épaisseur optique infinie, ils calculent que l'absorbance apparente A_p du lit de poudre s'exprime par :

$$A_p = \frac{3\sqrt{1-R_0}}{1+2\sqrt{1-R_0}} \quad (1.11)$$

L'équation (1.11) est tracée sur la Figure 1-14. On constate que le modèle de Gusarov et Smurov reproduit parfaitement la tendance observée expérimentalement, et l'ordre de grandeur calculé pour le 316L ($A_p \sim 0,76$ lorsque $A = 0,25$) est également en accord avec les mesures de Simonds et *al.* [37] mentionnées plus haut.

De manière complémentaire, Dayal et Gambaryan-Roisman (2017) [39] simulent l'absorption d'un lit de poudre de SLM à l'aide d'une simulation basée sur des éléments discrets et la méthode *ray tracing* (RT). Avec cette simulation, ils valident la distinction entre les lits de poudre infiniment et peu profonds. Ils montrent par exemple que lorsque le lit de poudre est profond, l'interaction laser-poudre se produit majoritairement sur une profondeur équivalente à trois diamètres de grain moyens, avec une densité d'énergie maximale située à un diamètre moyen de profondeur environ. En revanche, lorsque le substrat se situe à une profondeur inférieure à trois grains moyens, et si celui-ci est réfléchissant, alors une fraction de l'énergie qui l'atteint est réfléchie vers le lit de poudre (par le dessous donc), et un deuxième pic de densité d'énergie est observé au fond du lit de poudre.

Tous ces résultats, expérimentaux, analytiques ou numériques, semblent donc s'accorder sur le mécanisme d'absorption que l'on a décrit. Cependant, une question récurrente en SLM est de savoir

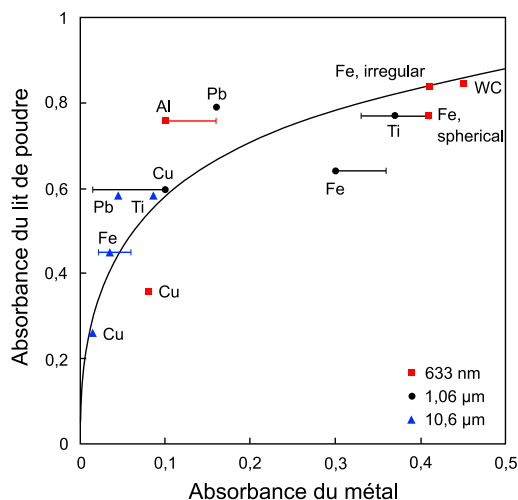


Figure 1-14 Absorbance des lits de poudre en fonction de l'absorbance du matériau de base. Comparaison du modèle de Gusarov et Smurov à des mesures extraites de la littérature. Adapté de Gusarov et Smurov (2010) [38].

dans quelle mesure le faisceau laser interagit réellement avec le lit de poudre en régime stationnaire.

Le laser éclaire évidemment le lit de poudre dans les premières dizaines de microsecondes de l'interaction. En revanche, une fois que le lit de poudre fond, tout semble indiquer que le laser interagit principalement avec le bain de fusion ; donc avec le métal liquide. C'est en tout cas ce qu'observent de nombreux auteurs [23,40–44], notamment Zhirnov et al. (2020) [43] qui développent un dispositif expérimental spécialement conçu pour repérer la position du faisceau laser par rapport au bain de fusion au cours du procédé SLM. De ce constat, on pourrait donc déduire d'une part, qu'il est plus pertinent d'étudier l'interaction laser-bain de fusion que l'interaction laser-poudre, et d'autre part, que l'étude de l'hydrodynamique du bain de fusion en régime de SLM pourrait être étudiée en ignorant la poudre. Certains auteurs comme Cunningham et al. (2019) [46] partagent ces conclusions. En filmant par radiographie X la dynamique de formation des *keyholes* avec et sans lit de poudre, ils montrent de manière convaincante que la poudre ajoute de la variabilité aux mécanismes thermo-hydrodynamiques qui règnent dans le bain de fusion, sans pour autant en changer fondamentalement la nature. Lane et al. (2020) [47] formulent également le problème en ces termes. Par ailleurs, Fabbro (2019) [48] montre que les lois d'échelles que l'on développe en soudage laser sont également valables en fusion laser sélective, ce qui renforce donc ces conclusions.

Cependant, nous devons tout de même nuancer légèrement ces affirmations. Toutes ces analyses ont été formulées à partir d'expériences menées sur des alliages métalliques que l'on pourrait qualifier « d'absorbants », c'est-à-dire pour des aciers, des alliages de titane ou des superalliages base nickel, avec des absorbances qui se situent entre 0,2 et 0,4. Pour les métaux ou alliages à haute réflectivité, typiquement comme le cuivre pur (avec une absorbance de quelques pourcents dans l'infrarouge), il semblerait que le lit de poudre agisse comme un facteur stabilisant. C'est en tout cas ce que suggèrent les travaux de Nordet et al. (2021) [44], qui indiquent que le haut pouvoir absorbant des lits de poudre aide à initier un mode de fusion stable avec le cuivre. Toutefois, cette observation ne contredit pas l'idée que l'on puisse analyser dans une certaine mesure l'hydrodynamique du bain de fusion en SLM sans lit de poudre. Ce résultat serait intéressant pour nous, puisque cela permettrait de simplifier nos modèles numériques en ignorant le lit de poudre dans nos simulations. Avant d'en arriver-là, nous vérifierons dans le Chapitre 3 si on observe bien numériquement les mêmes mécanismes hydrodynamiques avec et sans lit de poudre.

1.3.2.4 Absorption du rayonnement laser par le *keyhole*

Le troisième mode d'interaction laser-matière est celui qui se produit lorsque le processus de vaporisation accompagne la fusion du matériau². Lorsque la température du bain de fusion dépasse la température de vaporisation de l'alliage, alors la vapeur métallique se détend dans l'atmosphère de travail et, par principe d'action-réaction, une pression de recul s'applique à la surface du bain de fusion. Si cette dernière est suffisamment importante pour compenser puis dépasser la pression de Laplace, alors se forme une déflexion centrée au niveau du point le plus chaud de la zone fondue (ZF), qui agit comme une cavité optique qui piège le rayonnement incident et augmente le couplage énergétique [Figure 1-15(a)]. Nous reviendrons plus précisément sur ce phénomène au Chapitre 2.

On passe alors d'un mode de fusion par conduction, où la surface des bains de fusion est plane et

² Par abus de langage, on parlera de vaporisation pour désigner le processus « d'évaporation convective » [45] (par opposition au processus « d'évaporation diffusif » [45]) qui se produit lorsque la température locale dépasse le point d'ébullition de l'alliage métallique irradié.

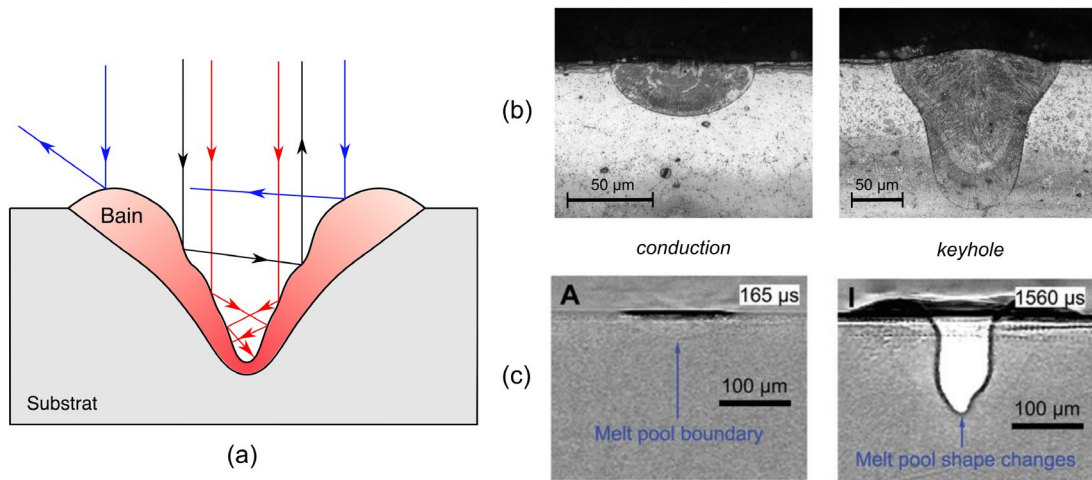


Figure 1-15 (a) Schéma du mécanisme de piégeage de faisceau. (b) Zones fondues en mode conduction (gauche) et *keyhole* (droite). (c) Bains de fusion en mode conduction (gauche) et *keyhole* (droite). Extrait de Cunningham et al. [46].

les zones fondues peu pénétrantes (Figure 1-15(b), gauche), au mode de *keyhole*, où les bains de fusion sont plus pénétrants (Figure 1-15(b), droite). On admet généralement que le mode *keyhole* se produit lorsque le rapport d'aspect des zones fondues (*i.e.* ratio profondeur sur diamètre de faisceau) est supérieur ou égal à 1 [49]. En fait, nous verrons à l'aide du modèle multiphysique que nous développons, d'une part qu'il existe un mode de fusion intermédiaire entre les modes conductif et *keyhole*, et d'autre part, qu'une définition basée sur les rapports d'aspects est insuffisante et présente des exceptions. Nous essayerons de redéfinir plus rigoureusement ces modes de fusion au Chapitre 5.

Dans la littérature sur les procédés de soudage laser, on utilise souvent le modèle analytique de Gouffé (1945) [50] pour estimer le pouvoir absorbant des bains de fusion en mode *keyhole*. Ce modèle calcule par récurrence l'absorbance apparente d'une cavité optique, supposée comme un corps gris orthotrope, dans laquelle se produit le phénomène de rediffusions multiples :

$$A = A_0 \frac{1 + (1 - A_0) \left(\frac{o}{\mathcal{A}} - \frac{o}{\mathcal{A}_0} \right)}{A_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}} \right) + \frac{o}{\mathcal{A}}} \quad (1.12)$$

avec o l'ouverture du *keyhole*, \mathcal{A} son aire totale (ouverture comprise) et \mathcal{A}_0 la surface d'une sphère de même profondeur. Ce modèle a été développé à l'origine pour concevoir des corps noirs artificiels (que l'on utilise pour étalonner des instruments optiques), mais en approximant le *keyhole* à un cône ou à un cylindre, on peut utiliser ce modèle par analogie en soudage et en fusion laser sélective.

On trace sur la Figure 1-16, l'absorbance apparente d'une enceinte conique en fonction de son rapport d'aspect, calculée grâce à la loi de Gouffé. On reconnaît la partie droite de la courbe en « racine carré » déjà présentée en Figure 1-10. L'augmentation de l'absorbance en régime de *keyhole* traduit donc bien l'évolution de la morphologie du bain de fusion avec le niveau d'énergie absorbée. Cette évolution a d'ailleurs été très clairement observée par Cunningham et al. [46] qui ont filmé par radiographie X, la dynamique de formation d'un *keyhole* lors d'une impulsion laser en pleine tôle. On y voit le passage du mode de fusion par conduction (Figure 1-15(c), gauche) au mode *keyhole* (Figure 1-15(c), droite). Dans le Chapitre 5, grâce à un modèle de dépôt d'énergie auto-consistant, nous

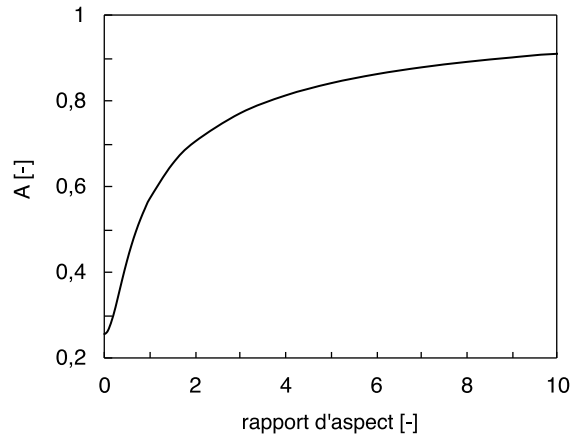


Figure 1-16 Absorbance apparente d'une enceinte conique en fonction de son rapport d'aspect (calcul réalisé avec l'absorbance du nickel pur).

expliquerons comment le couplage bidirectionnel entre le rayonnement incident et l'hydrodynamique du bain de fusion explique cette séquence de formation du *keyhole*.

*
**

En résumé, nous avons présenté les différents mécanismes de couplage énergétique entre le rayonnement incident et la matière, sous toutes les formes rencontrées au cours du procédé SLM : poudre, liquide et *keyhole*. Nous avons également vu, notamment à travers l'exemple du *keyhole*, que les conditions d'interaction laser-matière sont intimement liées aux phénomènes hydrodynamiques à l'œuvre dans le bain de fusion. La prochaine étape consiste donc à décrire ces mécanismes, leur stabilité, et comment ils peuvent mener à l'apparition de défauts dans une pièce fabriquée par SLM.

1.3.3 Hydrodynamique du bain de fusion, instabilités et défauts associés

1.3.3.1 Moteurs des écoulements dans le bain de fusion

a. Flottabilité

Les forces de flottabilité résultent du gradient de masse volumique dans le bain, lui-même dû au gradient de température :

$$\vec{f}_p = \rho(T)\vec{g} = \rho(T_f)[1 - \beta(T - T_f)]\vec{g} \quad (1.13)$$

où $\rho(T)$ est la masse volumique thermo-dépendante du fluide, \vec{g} est l'accélération gravitationnelle, β est le coefficient d'expansion thermique de l'alliage et T_f est la température de fusion.

En soudage ou en SLM, le métal liquide est plus chaud et donc moins dense au centre de la zone d'interaction, tandis qu'il est plus froid et donc plus dense en périphérie. Ce gradient de masse

volumique crée donc un écoulement naturel dans le bain, dirigé de l'intérieur vers l'extérieur de la zone d'interaction. Cependant, les écoulements générés ont un impact limité sur les champs de vitesse et de température dans le bain, comparé par exemple à la convection thermocapillaire.

b. Tension de surface

La tension de surface est la force qui cherche à minimiser l'énergie d'interface d'un liquide :

$$\vec{f}_\sigma = \sigma \kappa \vec{n} \quad (1.14)$$

où σ est la tension de surface et κ est la courbure de l'interface liquide/gaz. Typiquement en soudage laser, elle s'oppose à la pression de recul et cherche à refermer le capillaire de vapeur.

Un autre effet intéressant de la tension superficielle en SLM, est que lorsqu'un grain du lit de poudre est en contact avec le bain de fusion, celui-ci est intégré par la capillarité dans le bain. De même, lorsque deux grains de poudre en contact fondent (formant un « étranglement » ou *necking* au point de contact), la dynamique de coalescence est pilotée par la compétition entre la tension de surface et l'inertie des gouttes [51]. On schématise cet effet sur la Figure 1-17. On peut par ailleurs montrer que ce mécanisme de coalescence est dimensionné par le temps caractéristique de Rayleigh [51,52] :

$$\tau_{Ray} = \sqrt{\frac{\rho_l R_p^3}{\sigma}} \quad (1.15)$$

où R_p est le rayon d'un grain de poudre.

En SLM, τ_{Ray} est de l'ordre de 10^{-6} s à 10^{-4} s en fonction des alliages. Pour les alliages relativement peu denses (les alliages d'aluminium par exemple), ce temps caractéristique très court peut gêner la densification puisque les grains proches ont tendance à se coalescer (formant une multitude de sphères liquides) sans s'agglomérer dans un bain de fusion unique. Dans le même registre, Zhou et *al.* (2015) [53] montrent que pour les alliages très conducteurs, la vitesse de solidification entre en concurrence

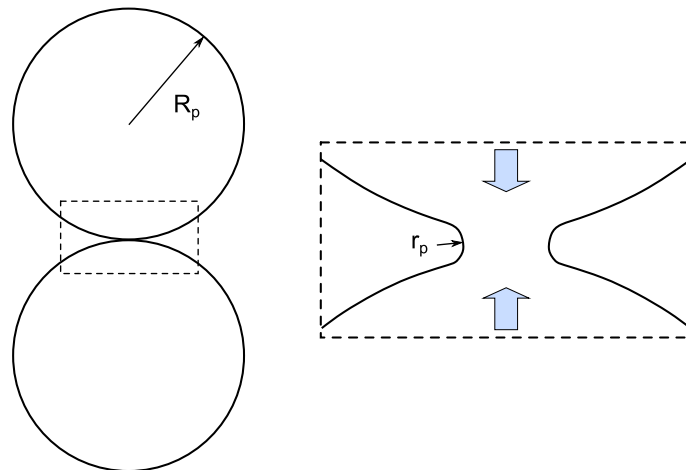


Figure 1-17 Coalescence de deux gouttes liquides.

avec la vitesse d'étalement de la goutte formée, si bien que le phénomène de *balling* (cf. paragraphe 1.3.3.2) est favorisé lorsque la première est supérieure ou comparable à la seconde. Un temps caractéristique de sphéroïdisation court a donc tendance à renforcer ce phénomène.

c. Contrainte thermocapillaire

La contrainte thermocapillaire résulte d'un gradient tangential de tension de surface, dû au gradient de température :

$$\vec{f}_M = \frac{\partial \sigma}{\partial T} \vec{\nabla}_s T \quad (1.16)$$

On nomme aussi cette contrainte effet Marangoni, par abus de langage. En fait, on devrait parler d'effet Marangoni « thermique », puisque l'effet Marangoni au sens large comprend également le gradient de tension de surface dû au gradient de composition chimique. Dans la suite du manuscrit, on ne s'intéressera qu'à l'effet Marangoni thermique, donc on parlera d'effet thermocapillaire ou d'effet Marangoni indistinctement.

Le sens des écoulements générés par l'effet Marangoni dépend du signe du coefficient thermocapillaire $\partial\sigma/\partial T$. Lorsque celui-ci est négatif (*i.e.* la tension de surface décroît avec la température), les écoulements sont dirigés du centre de la zone d'interaction vers la périphérie du bain de fusion [Figure 1-18(a)]. Les bains de fusion ont donc tendance à s'élargir sous cet effet. De nombreux métaux purs et alliages entrent dans cette catégorie ; c'est entre autres le cas du Ti-6Al-4V et de l'Inconel® 718 [55]. Ensuite, lorsque le coefficient thermocapillaire est positif (*i.e.* la tension de surface croît avec la température), les écoulements sont dirigés de la périphérie du bain de fusion vers le centre de la zone d'interaction [Figure 1-18(b)]. Les bains de fusion ont donc tendance à

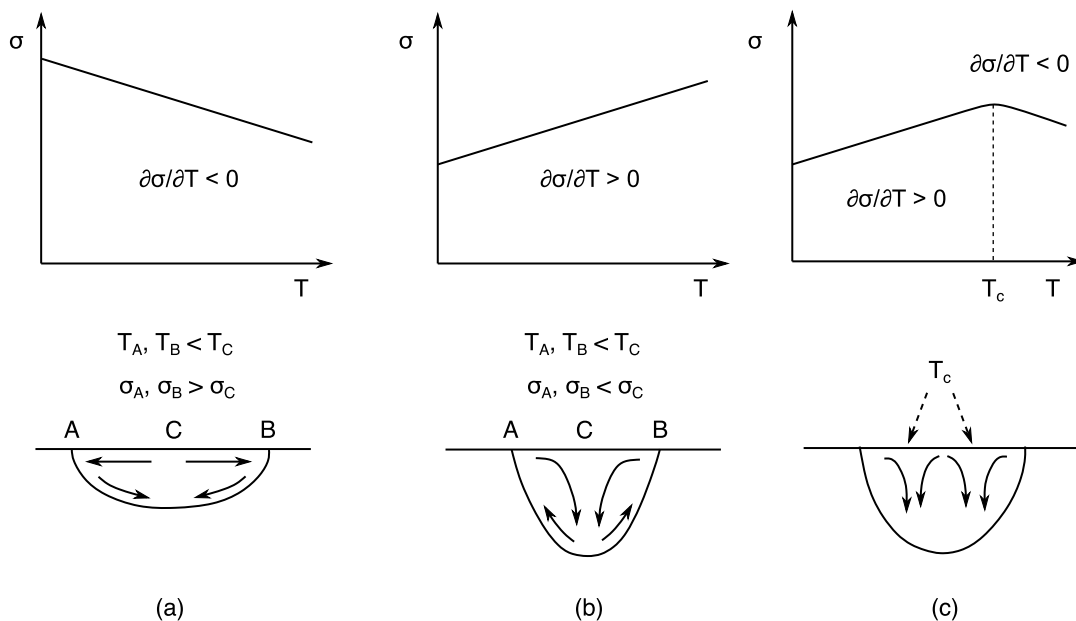


Figure 1-18 Écoulements dans le bain de fusion en fonction du signe du coefficient thermocapillaire ($\partial\sigma/\partial T$). (a) $\partial\sigma/\partial T < 0$, (b) $\partial\sigma/\partial T > 0$ et (c) la tension de surface croît et passe par un maximum. Adapté de Mills et al. (1998) [54].

s'approfondir. Les aciers inoxydables tel que le 304L ou le 316L peuvent présenter un coefficient thermocapillaire négatif ou positif, en fonction de leur concentration en soufre ou en oxygène (par exemple, en-dessous de ~ 50 ppm de soufre, le coefficient thermocapillaire est négatif, tandis qu'au-dessus il est positif [55]). Troisièmement, Keene *et al.* (1982) [56] suggèrent que les alliages métalliques à coefficient thermocapillaire positif voient ce dernier changer de signe à partir d'une température critique T_c , si bien que les écoulements dans le bain de fusion se complexifient [Figure 1-18(c)].

Remarquons enfin deux points. Premièrement, avec un coefficient thermocapillaire négatif, les bains de fusion ont tendance à s'approfondir. On pourrait donc imaginer dans ce cas de figure, qu'un bain de fusion formé sans vaporisation ait un rapport d'aspect de l'ordre de 1 [57]. Ce cas de figure illustre que la définition d'un seuil de *keyhole* basé sur le rapport d'aspect d'une ZF est incomplète. Plus exactement, que les zones fondues aient un rapport d'aspect supérieur ou égal à 1 en mode *keyhole* est une conséquence de ce mode de fusion et non une définition absolue. C'est en partie pour cela que nous chercherons à redéfinir ce mode de fusion dans le Chapitre 5.

Deuxièmement, en soudage laser ou en SLM, on montre que l'impact de l'effet Marangoni sur le champ de température dans la ZF est négligeable comparé à l'effet de la pression de recul. Nous vérifierons effectivement dans le Chapitre 2 grâce au modèle analytique du « piston », que c'est la pression de recul qui détermine au premier ordre les échanges thermiques dans la ZF.

d. Pression de recul

Comme nous l'avons déjà évoqué, la pression de recul résulte de la détente de la vapeur métallique au cours du processus de vaporisation, par effet d'action-réaction sur le bain de fusion. Nous étudierons en détail l'effet de la pression de recul sur les écoulements dans le bain de fusion dans tout le manuscrit. Ici, on se contente de rappeler que la pression de recul est, en simplifiant, proportionnelle à la pression de vapeur saturante :

$$p_s \propto p_{sat}(T) \quad (1.17)$$

**

Maintenant que nous connaissons les principaux moteurs des écoulements dans le bain de fusion, nous pouvons étudier les instabilités hydrodynamiques que l'on est susceptible de rencontrer au cours du procédé SLM.

1.3.3.2 Instabilité de type *balling*

Le *balling* est rencontré lorsque l'énergie laser absorbée est insuffisante pour fondre continuellement le lit de poudre, et permettre au cordon une dilution suffisante avec le substrat. La ligne de fusion, au lieu d'être continue, se fragmente donc en sphères métalliques individuelles, sous l'action de la tension de surface (Figure 1-19). On souhaite éviter ce défaut en SLM parce que la discontinuité de fusion génère des porosités par manque de fusion, mais aussi parce que les sphères formées peuvent gêner le passage du racleur au cours de l'étape d'étalement.

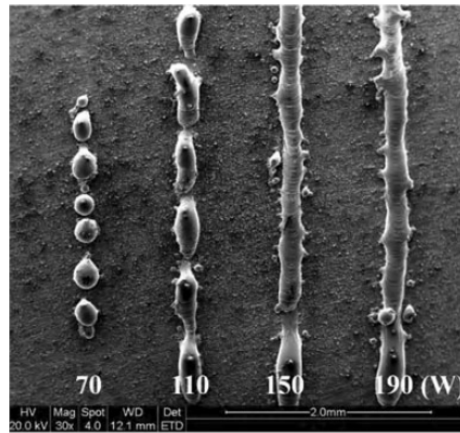


Figure 1-19 Illustration de la fragmentation du cordon de SLM lorsqu'à vitesse constante, la puissance du laser diminue. Extrait de Li et *al.* (2012) [63].

De nombreux auteurs ont étudié ce phénomène, que ce soit en frittage laser sélectif ou en fusion laser sélective [40,53,58–63].

Kruth et *al.* (2004) [60] ont par exemple proposé un critère géométrique de *balling*, en approximant le cordon de soudure à un cylindre. Le critère suggère simplement que si la surface de ce cylindre est supérieure à celle d'une sphère de même volume, alors le phénomène de *balling* se produit, parce que le volume de liquide cherche à minimiser son énergie interfaciale. Les auteurs suggèrent donc de régler les paramètres du procédé de façon à minimiser le ratio longueur sur largeur du bain.

Plus tard, Li et *al.* (2012) [63] ont réalisé une étude systématique des paramètres qui exercent une influence sur ce phénomène. Ils concluent notamment que :

- L'oxygène favorise le phénomène de *balling*, car l'oxydation de l'alliage diminue sa capacité de mouillage. Tout comme Kruth et *al.* [60] et Gu et *al.* (2009) [62], ils recommandent donc de minimiser le taux d'oxygène dans les enceintes de fabrication.
- Augmenter la densité d'énergie volumique, en baissant la vitesse de scan et en augmentant la puissance du laser, réduit le *balling*.
- L'écart vecteur (espacement entre cordons) n'a pas d'effet sur cette instabilité. Ce résultat est discutable car en cas de forte dénudation (cf. paragraphe 1.3.3.4) et avec un écart vecteur faible, on tendrait à réduire le *balling* (on fondrait le substrat alimenté en poudre latéralement).
- Le taux de dilution du cordon joue comme un facteur stabilisant. Donc à même énergie, plus le lit de poudre est épais, moins le mouillage du cordon est important, et plus le phénomène de *balling* est susceptible de se produire.

1.3.3.3 Instabilité de type *humping*

Les instabilités de type *balling* et *humping* sont parfois confondues, parce que les deux produisent des cordons discontinus (Figure 1-20). Cependant, ces deux instabilités sont très différentes, d'une part parce qu'elle ne se produisent pas aux mêmes densités d'énergies, et d'autre part, parce que les mécanismes physiques sous-jacents sont différents.

On rencontre le *humping* à relativement haute vitesse de scan et haute puissance laser, en mode *keyhole*. Les mécanismes physiques qui expliquent cette instabilité ont été longuement étudiés en soudage laser [64–67] et en SLM [23,40,68,69], et ses conditions d'apparition ont également été analysées via la simulation numériquement [70,71]. On peut les résumer comme suit.

Le métal liquide arrive par l'avant du bain de fusion, il contourne le *keyhole* sur ses côtés et vers le bas en suivant le front avant du *keyhole* (Figure 1-21). Puisque la section de passage du fluide est réduite par la présence du capillaire de vapeur, le fluide s'écoule vers l'arrière à une vitesse de l'ordre de dix fois celle de la vitesse de scan [71] (principe de la conservation du débit). L'écoulement principal est freiné sur les côtés par viscosité, si bien que seule sa partie centrale parvient à s'écouler à haute vitesse vers l'arrière du bain, en formant un jet relativement fin et allongé (Figure 1-21). À cause de l'instabilité de Plateau-Rayleigh, cet écoulement forme une constriction à une certaine longueur, qui favorise son refroidissement et ancre un point au référentiel de l'échantillon. C'est à ce moment-là que se forme le *hump* par effet d'accumulation, puisque la vitesse d'éloignement de ce point (égale à la vitesse de scan) est très inférieure à la vitesse d'éjection du liquide. Le jet alimente donc un bourrelet

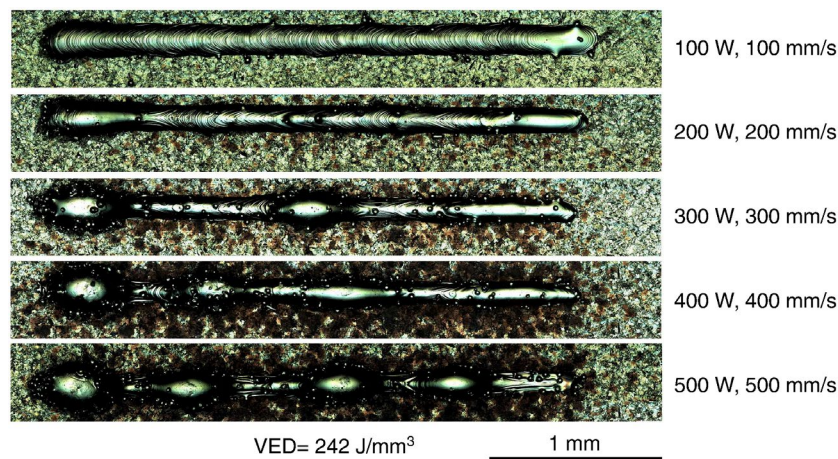


Figure 1-20 Formation progressive de l'instabilité de *humping* lorsque, à VED constante, le couple (P_0, V_0) augmente. Extrait de Scipioni Bertoli et al. (2017) [23].

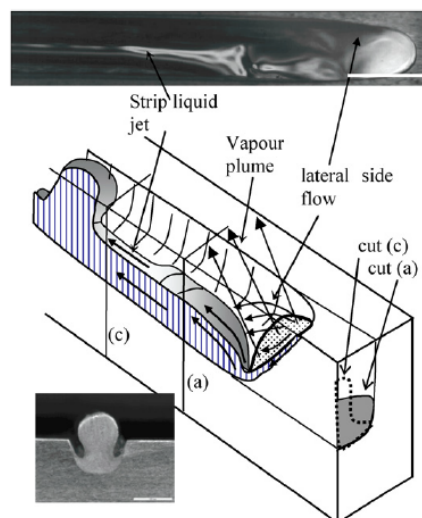


Figure 1-21 Photo (échelle 1 mm) et schéma des écoulements dans le bain de fusion au cours du *humping*, et coupe transversale du *hump* résultant (échelle : 0,5 mm). Extrait de Fabbro (2010) [72].

qui grossit, et se solidifie à mesure que le front de solidification progresse vers l'avant. L'alimentation du *hump* s'arrête lorsqu'une nouvelle constriction du jet de liquide survient suivant les mêmes mécanismes et le processus se répète périodiquement, d'où l'alternance régulière de bosses et de vallées que l'on observe sur les cordons.

Notez que certains auteurs comme Berger et *al.* (2011) [65] ne reconnaissent pas l'instabilité de Plateau-Rayleigh comme étant un mécanisme contribuant à la formation des *humps*. Ils invoquent uniquement l'effet d'accumulation résultant de la compétition entre la vitesse d'écoulement du métal liquide, la vitesse de scan et celle de solidification.

Quoi qu'il en soit, en SLM, le *humping* est indésirable à double titre. D'abord, pour les mêmes raisons que l'on cherche à éviter le *balling*. Ensuite, parce que les vallées augmentent localement les épaisseurs de poudre (aux couches suivantes), et favorisent ainsi la formation de porosités par manque de fusion. De plus, puisque le *humping* est rencontré à relativement haute vitesse de scan, cette instabilité impose d'une certaine façon une limite dans la productivité des cordons.

1.3.3.4 Formations d'éjections

Lorsqu'on observe la fabrication d'une pièce en SLM, on aperçoit à l'œil nu de nombreuses particules incandescentes éjectées de la zone d'interaction-laser matière (Figure 1-22), alignées dans la direction de scan. Différents mécanismes expliquent la formation de ces éjectas, suivant qu'ils soient solides ou liquides (on parle alors de *spatters*).



Figure 1-22 Éjections incandescentes caractéristiques du procédé SLM.

a. Éjection de particules solides

Ce sont les projections les plus nombreuses, qui sont issues de l'interaction directe ou indirecte entre la plume de vapeur avec le lit de poudre environnant. Différents mécanismes d'éjection ont été étudiés expérimentalement [68,73–75], en particulier par Matthews et *al.* (2016) [75], mais aussi plus récemment numériquement par Li et *al.* (2020) [76]. Ces mécanismes peuvent être résumés comme suit.

Lorsque la plume de vapeur se détend dans l'atmosphère de travail, une zone de dépression se crée

à ses abords selon le principe de Bernoulli. Les particules du lit de poudre au voisinage de la plume sont donc aspirées vers elle, et alors trois possibilités se présentent [Figure 1-23(a)] : (1) soit la particule a assez d'énergie cinétique pour être incorporée dans le bain de fusion (particule n°1 sur le schéma), (2) soit son énergie cinétique est insuffisante, et elle se trouve entraînée par la plume de vapeur sans passer sous le faisceau (particule n°2), (3) soit l'énergie cinétique est insuffisante, et la particule passe sous le faisceau et fond partiellement ou entièrement, et devient incandescente (particule n°3).

L'aspiration des particules laisse donc une zone vide de poudre de part et d'autre du cordon [Figure 1-23(b)], phénomène que l'on nomme dénudation. On souhaite éviter ce phénomène puisque le manque de poudre est susceptible de créer des canaux vides indésirables dans les pièces. On cherche plus généralement à éviter les projections car en retombant sur le lit de poudre, elles peuvent soit former des inclusions dans la pièce et jouer le rôle d'amorce de fissuration, soit limiter la refusion de la couche précédente et provoquer un manque de fusion (cf. paragraphe 1.3.3.5). Les éjectas de dimensions comparables à l'épaisseur du lit de poudre peuvent également gêner le mouvement du racleur lors de la phase d'étalement.

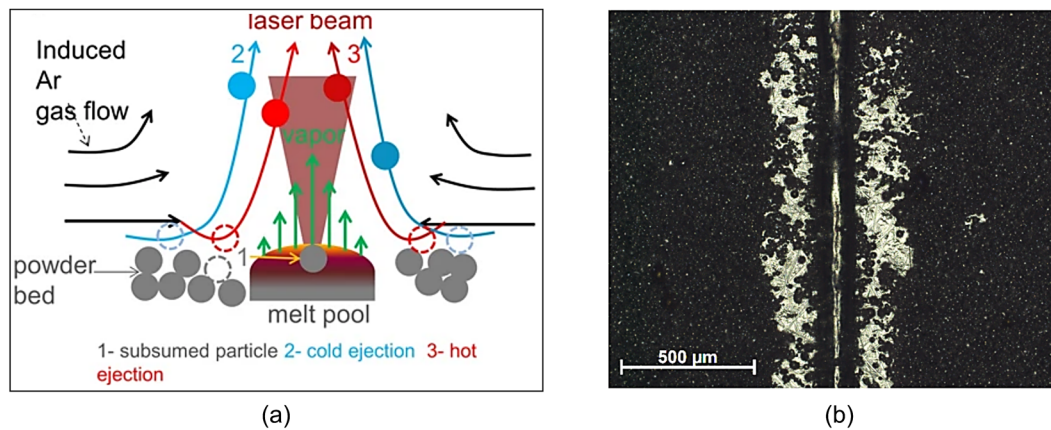


Figure 1-23 (a) Schéma d'entraînement de grains de poudre par la plume de vapeur. Extrait de Ly et al. (2017) [74]. (b) Zone dénudée autour d'un cordon de SLM. Extrait de la thèse de Traore (2021) [77].

Les travaux récents de Traore et *al.* (2021) [78] montrent que l'atmosphère de travail joue un rôle de premier ordre dans la formation de ces mécanismes. À partir d'expériences réalisées dans une machine SLM125, ils montrent par exemple que les zones fondues sont plus efficacement dénudées sous hélium que sous argon, toutes choses étant égales par ailleurs. En revanche, malgré une quantité plus importante de matière entraînée, ils observent un plus grand nombre d'éjectas sous argon que sous hélium. Ce résultat suggère donc que les particules sous hélium sont d'avantage intégrées au bain de fusion, tandis qu'elles sont davantage éjectées sous argon. L'une des hypothèses invoquées pour expliquer ce résultat, est que l'énergie cinétique d'entraînement des particules est plus grande sous hélium.

b. Éjection de spatters

L'éjection de *spatters* a été longtemps étudiée en soudage laser [79–81]. En SLM, les éjections de liquide sont moins nombreuses que les éjectas issus du lit de poudre, mais leur volume est relativement important (leurs dimensions sont parfois comparables à l'épaisseur du lit de poudre). Plusieurs études

montrent que les mécanismes de formation de *spatters* en SLM sont comparables à ce que l'on observe en soudage laser [68,73,82], et s'expliquent soit par la friction entre la plume de vapeur et le bain de fusion [Figure 1-24(a)], soit par une déstabilisation du front arrière du capillaire par le rayonnement laser réfléchi par le front avant [Figure 1-24(b)]. L'étude systématique des régimes hydrodynamiques rencontrés en soudage et en SLM est donc une tâche importante afin d'identifier quelles conditions d'interaction laser-matière favorisent l'apparition d'éjections.

Notez qu'un autre mécanisme de *spatter* a été montré par Ly et al. (2017) [74], spécifiquement dans le cadre du procédé SLM. Ils montrent qu'à haute vitesse de lasage ($> 1500 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$), le liquide contenu dans le bourrelet avant du bain de fusion peut posséder une énergie cinétique suffisante pour compenser voire dépasser l'énergie interfaciale, et ainsi se décrocher du bain de fusion en formant un *spatter* vers l'avant. Ils montrent également que la poudre qui alimente ce bourrelet accentue ce phénomène.

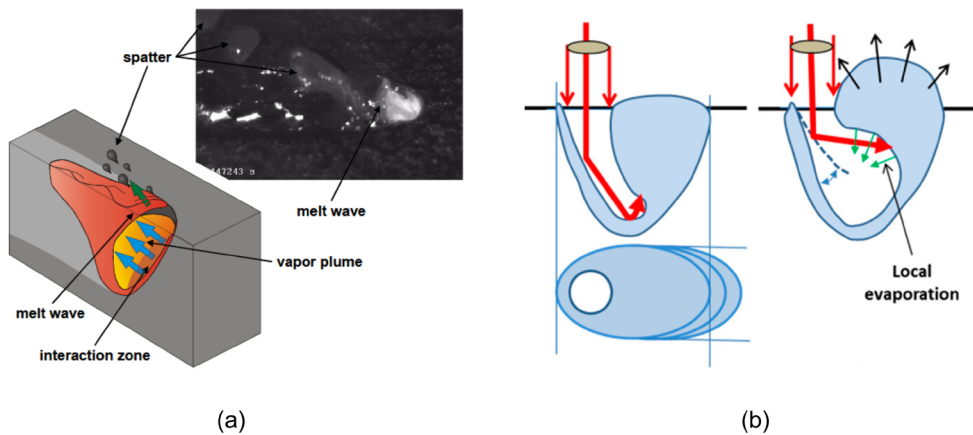


Figure 1-24 Schéma des mécanismes de *spatters*. (a) Friction de la plume de vapeur avec le front arrière du *keyhole*. Extrait de Weberpals et Dausinger (2008) [81]. (b) Déstabilisation du front arrière par le rayonnement laser réfléchi provenant du front avant. Extrait de Fabbro (2020) [83].

1.3.3.5 Formation de porosités

a. Formation de porosités par manque de fusion

Différents mécanismes sont à l'origine des manques de fusion. Le principal d'entre eux est un défaut de recouvrement entre les cordons [Figure 1-25(a)]. En effet, si l'écart vecteur est trop important, alors des volumes situés à l'interaction de deux cordons restent infondus. Les manques de fusion se présentent également lorsque des éjectas de dimension importante (de l'ordre d'une épaisseur de couche) retombent sur le lit de poudre (Figure 1-25(b), gauche). L'éjecta masque alors le rayonnement incident à la poudre située à son voisinage. Un troisième mécanisme qui explique le manque de fusion est tout simplement une densité d'énergie incidente insuffisante pour fondre toute l'épaisseur du lit de poudre. Dans tous les cas, comme le montre l'analyse systématique des pores par micro-tomographie menée par Cunningham et al. (2017) [84], les manques de fusion ont une forme irrégulière (anguleuse) et sont remplis de poudre, ce qui favorise l'amorce de fissures dans les pièces.

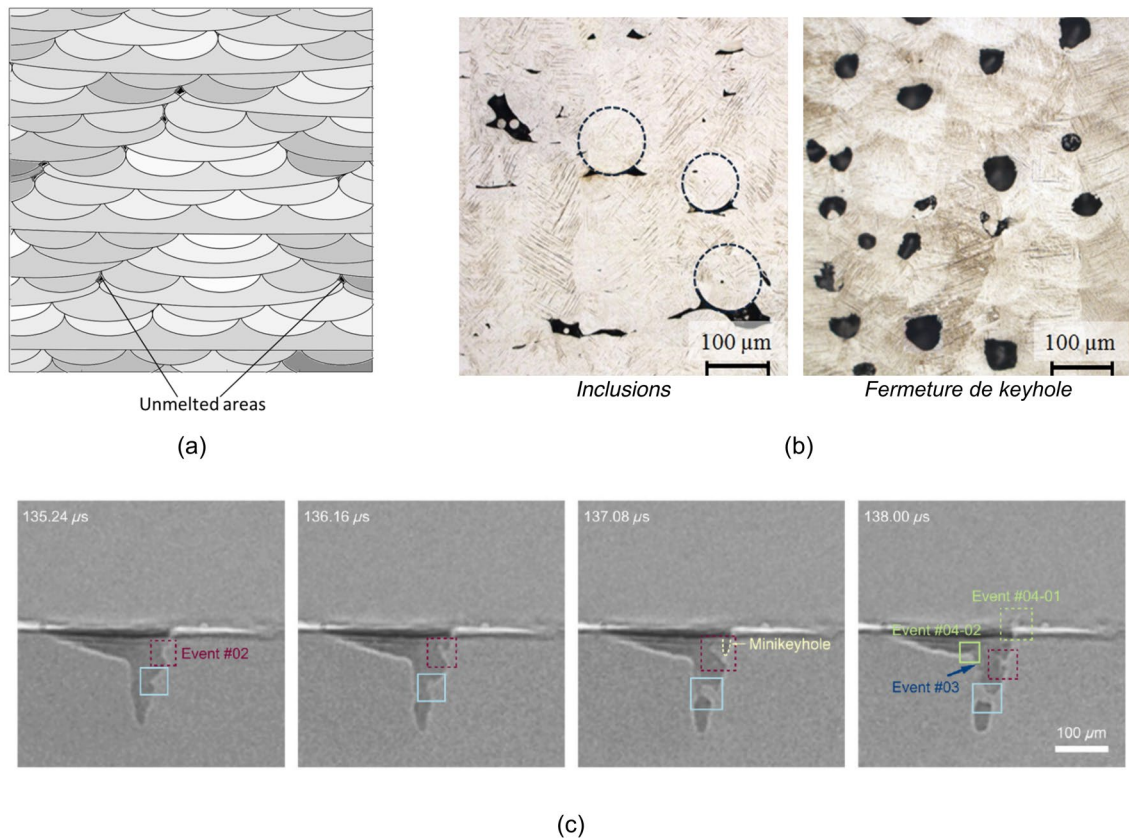


Figure 1-25 (a) Schéma du manque de fusion par défaut de superposition de cordons. Extrait de Tang, Pistorius et Beuth (2017) [86]. (b) Macrographie de manques de fusion par inclusion (gauche) et par fermeture de *keyhole* (droite). Extrait de Kasperovitch et al. (2016) [87]. (c) Fermeture de *keyhole* filmée par radiographie X. Extrait de Zhao et al. (2019) [85].

b. Formation de porosités par fermeture de *keyhole*

Un autre type de porosité qu'on rencontre dans les pièces de SLM, de forme plus sphérique que les précédentes (Figure 1-25(b), droite), résulte de la fermeture du capillaire de vapeur.

La Figure 1-25(c) illustre un exemple de fermeture de *keyhole* filmé par radiographie X durant des expériences de micro-soudage (dans des conditions identiques au procédé SLM) [85]. On distingue un *keyhole* très allongé, avec des *humps* qui se forment sur la partie haute du front avant, et se propagent vers le fond du capillaire. En se propageant vers le bas, les *humps* grossissent et provoquent la fermeture périodique du *keyhole*. La porosité formée prend une forme quasi-sphérique sous l'action de la tension de surface. Celle-ci se réouvre éventuellement sous l'action de la pression de recul (puisque la zone est alors éclairée par le laser), où se fige par solidification.

Les porosités de *keyhole* se produisent souvent en SLM en début de cordon, si la tête scanner n'a pas atteint sa vitesse de croisière (ou pire, si elle est immobile). L'énergie volumique absorbée est alors relativement importante, la vaporisation est intense et un *keyhole* profond et instable se forme. Pour éviter ce problème, le mode de balayage appelé *sky-writing* consiste à faire accélérer et ralentir la tête scanner, laser éteint, en-dehors des zones à fusionner. On évite alors la formation de *keyholes* profonds en début de cordon, au détriment du temps de fabrication.

Un autre mécanisme de formation de porosité à cause de la vaporisation a été simulé par Courtois et al. (2016) [88]. Les auteurs montrent que la plume de vapeur, en entrant en collision avec le front

arrière du *keyhole*, pénètre le métal liquide et forme une bulle qui est figée par le front de solidification.

Enfin, une troisième forme de porosité qui se produit en régime de vaporisation, résulte de figeage du capillaire de vapeur au moment du refroidissement (*freezing front*). En effet, lorsque le laser est coupé subitement, la dynamique de fermeture du *keyhole*, pilotée par la tension de surface, est dans certaines conditions moins rapide que la solidification, si bien que son empreinte reste figée dans la matière. Pour éviter ce problème, Khairallah et al. (2020) [89] proposent à l'aide d'une simulation numérique, une stratégie de décroissance de la puissance laser en fin de cordon.

*
**

Nous avons récapitulé les principaux moteurs de l'écoulement dans le bain de fusion, et rappelé comment ils étaient impliqués dans les différentes instabilités hydrodynamiques présentes en soudage laser et en SLM. Nous avons enfin présenté le rôle de la plume de vapeur dans les mécanismes de formation de *spatters*, et de l'éjection de particules solides.

Une fois que l'on a observé et compris ces différents effets, on cherche en général à les prédire. Nous avons évoqué à plusieurs reprises dans les paragraphes précédents l'utilisation de modèles numériques multiphysiques qui aident à prédire et à décrire tous ces phénomènes. Nous y reviendrons plus précisément au paragraphe 1.4. Un autre moyen tout aussi efficace, est d'établir des lois d'échelles, comme celle destinée à prédire la profondeur des zones fondues sous l'effet de la pression de recul.

1.3.4 Lois d'échelles : prédiction des profondeurs des zones fondues

De nombreux auteurs ont proposé des lois d'échelles pour prédire la profondeur de pénétration des cordons en soudage laser [47,90] et en SLM [33,91–94], et ainsi optimiser les paramètres du procédé en réduisant les plans d'expériences généralement basés sur un très grand nombre d'essais. Nous présentons ici brièvement le modèle de Fabbro [48,90] qui a la spécificité de s'appliquer aussi bien en soudage laser qu'en SLM.

Le modèle de Fabbro s'appuie d'abord sur un paramétrage simplifié d'un *keyhole* cylindrique de diamètre D_L (le diamètre de faisceau), de profondeur e , et dont les parois sont à température uniforme T_v (la température de vaporisation de l'alliage). Ce *keyhole* absorbe une puissance P_L , se déplace à vitesse V_L (la vitesse de scan) dans un échantillon à température initiale T_0 , d'absorbance A , de conductivité thermique k , de masse volumique ρ et de capacité thermique massique c_p (Figure 1-26).

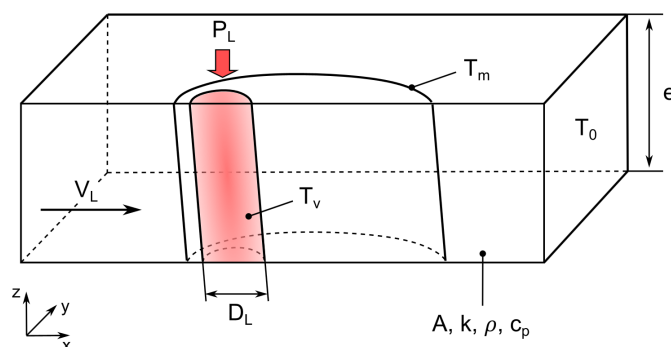


Figure 1-26 Schéma d'un *keyhole* simplifié. Adapté de Fabbro et al. (2018) [89].

À l'aide d'une étude adimensionnée basée sur le théorème de Vaschy π -Buckingham [95] (pour les détails, voir Annexe 1), on montre que le problème ainsi posé dépend de trois paramètres π_i indépendants adimensionnés, reliés par :

$$\frac{e}{D_L} = \frac{AP_L}{D_L k(T_v - T_0)g(Pe)} \quad (1.18)$$

Le premier paramètre π_1 est le rapport d'aspect du *keyhole* e/D_0 . Le deuxième π_2 est le nombre de Péclet $Pe = V_L \rho c_p D_L / k$. Le troisième π_3 est le ratio des puissances $AP_L / D_L k(T_v - T_0)$. Fabbro et al. (2018) [90] montrent que $g(Pe)$ s'écrit comme une fonction linéaire par morceaux du nombre de Péclet.

Ensuite, d'après le théorème de Vaschy π -Buckingham, d'autres nombres adimensionnés, fonctions des premiers, peuvent être identifiés et se révéler plus appropriés. Par exemple, au lieu de raisonner avec la profondeur du *keyhole*, on peut travailler avec la profondeur de la ZF qui est plus facile à mesurer expérimentalement. Dans ce cas-là, on utilise plutôt π'_1 le ratio de la profondeur de la ZF sur l'épaisseur de peau thermique δ [48] :

$$\pi'_1 = \frac{e}{\delta} = 2 \frac{e}{D_L} \sqrt{Pe} \quad (1.19)$$

De même, Rubenchik, King et We (2018) [92] travaillent avec un rapport d'enthalpie au lieu de raisonner en rapport de puissances :

$$\pi'_3 = \frac{\Delta H}{\Delta h_s} \quad (1.20)$$

où ΔH représente l'énergie absorbée par le *keyhole* durant le temps d'interaction et Δh_s est l'enthalpie de fusion. La relation entre π_3 et π'_3 est détaillée en Annexe 1.

Finalement, en traçant la profondeur du bain de fusion adimensionnée e/δ en fonction de l'enthalpie normalisée $\Delta H/h_s$ pour différentes conditions paramétriques (Figure 1-27), on montre que tous les points se confondent sur deux droites, l'une caractéristique du régime conducteur, l'autre marquant le passage au mode *keyhole*. Ce résultat est d'autant plus intéressant que le lit de poudre n'entre à aucun moment en considération dans la construction de cette loi d'échelle.

En somme, ce résultat montre qu'une approche analytique basée sur des nombres adimensionnés, est très efficace pour produire un modèle prédictif. L'avantage d'un modèle analytique sur un modèle numérique, est qu'il ne demande aucun temps de calcul. L'inconvénient est que seuls des observables relativement simples peuvent être prédits. Il est en effet difficile de résoudre à la main des problèmes tridimensionnels complexes, par exemple pour expliquer le phénomène de *humping*. De même, il n'est pas rentable de développer un modèle multiphysique simplement pour prédire les dimensions des zones fondues – les modèles analytiques le font très bien. La valeur ajoutée des modèles numériques doit résider dans leur capacité à prédire des phénomènes complexes, difficilement observables ou quantifiables expérimentalement. C'est sur cet aspect que nous allons poursuivre et conclure ce premier chapitre, en présentant un état de l'art sur la simulation numérique du procédé SLM.

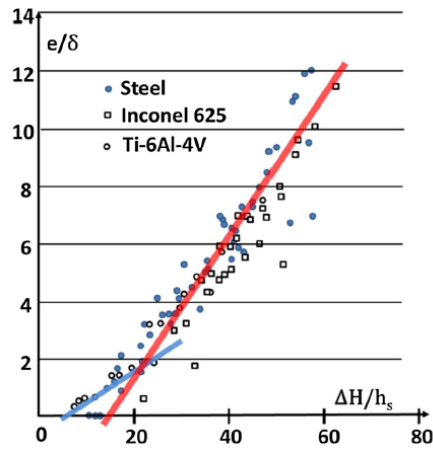


Figure 1-27 Validation de la loi d'échelle. Profondeur de bain normalisée en fonction de l'enthalpie normalisée. Extrait de Fabbro (2019) [48].

1.4 Simulation numérique du procédé SLM

1.4.1 Valeur ajoutée de la simulation numérique

Revenons sur les principes de la fabrication additive. Comme rappelé au paragraphe 1.2, le procédé SLM repose sur une chaîne numérique composée de trois grandes étapes : (1) d'abord la conception d'un modèle 3D, puis la conversion de celui-ci au format STL. Ces deux étapes composent la phase de conception. (2) L'étape de FAO, où la pièce numérique est tranchée en une série de strates, et où la trajectoire du laser est calculée. Il s'agit de la phase de préparation à la fabrication. Enfin (3) les pièces ainsi conçues et préparées sont produites à l'aide d'une machine de SLM à commande numérique.

Le potentiel de la simulation numérique est d'enrichir et de nourrir une boucle de rétroaction dès la phase de FAO, en apportant des données physiques sur le déroulement de la fabrication (Figure 1-28). Par exemple, si la simulation numérique détecte des défauts de lasage, des manques de fusion, des surchauffes locales, *etc.*, alors le bureau des méthodes sera en mesure de rectifier la stratégie de fabrication avant de produire la pièce. Notez d'ailleurs que plus la modification est réalisée en amont de la chaîne, plus le gain de temps et de ressources est important. On pourrait donc imaginer un

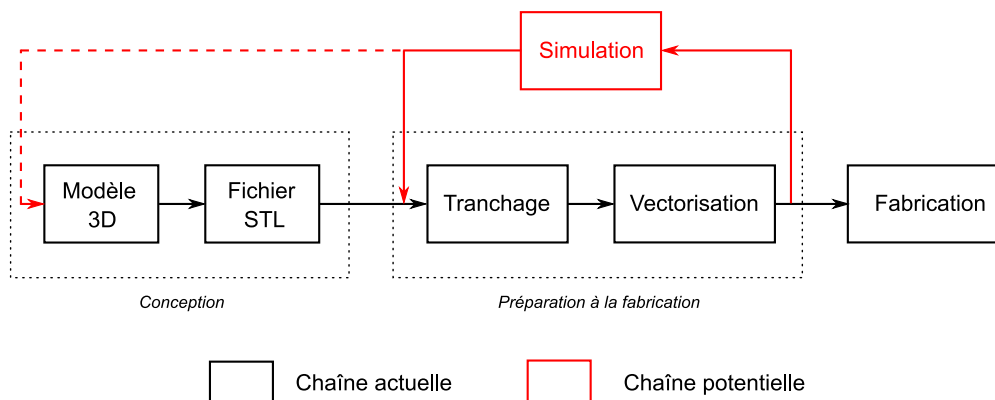


Figure 1-28 Chaîne numérique de la fabrication additive, augmentée de la simulation numérique.

niveau de rétroaction dès la phase de CAO, avec modification du design de la pièce à partir de règles de conception établies via la simulation numérique comme support.

Bien sûr, tout ceci n'est à l'heure actuelle qu'un idéal à atteindre. Plus modestement, la simulation numérique sert surtout à comprendre des phénomènes physiques, et aide à trier et à interpréter (quasi-intuitivement) la masse de données qui peuvent expliquer l'état d'une pièce fabriquée. Mais pour aller dans cette direction, la stratégie et les méthodes de simulation numériques doivent s'appuyer sur différentes échelles que nous allons présenter dans le paragraphe suivant.

1.4.2 Échelles de simulation en SLM

Nous l'avons vu tout au long de ce chapitre, la fusion laser sélective est un procédé multiphysique et multi-échelles. À l'échelle de l'interaction laser-matière, la poudre fond, le bain de fusion se vaporise, et des écoulements complexes se produisent dans la phase liquide et dans l'atmosphère gazeuse environnante. Lorsque le matériau se solidifie, à l'échelle de la microstructure, le front de solidification progresse à travers un processus de croissance cellulaire ou dendritique, piloté entre autres par les gradients thermique et chimique, et par la vitesse de solidification. Enfin, la solidification rapide du matériau induit des contraintes résiduelles qui se manifestent à l'échelle globale par des distorsions de la pièce, voire l'initiation et la propagation de fissures qui sont néfastes pour la tenue mécanique de la pièce.

À l'heure actuelle, aucun code n'est capable de simuler tous ces phénomènes physiques à la fois – et aucun ne le sera peut-être jamais – ; chaque code simule une échelle unique, et communique des données d'entrée à un autre code, chargé de simuler une échelle différente. Il s'agit donc d'une démarche multi-échelles (Figure 1-29).

Certains modèles simulent le procédé à l'échelle mesoscopique, c'est-à-dire à l'échelle du bain de fusion, ou de quelques cordons. C'est l'échelle considérée dans ce manuscrit. Leur objectif est en général de simuler le procédé de la façon la plus fine possible, pour prédire les champs de température locaux, les écoulements dans le bain et la vapeur métallique, les instabilités hydrodynamiques, *etc.* ; c'est-à-dire tous les phénomènes physiques présentés dans ce chapitre. Par abus de langage, on qualifie cette approche numérique de « multiphysique ».

On trouve ensuite les modèles qui simulent le procédé à l'échelle microscopique, c'est-à-dire à

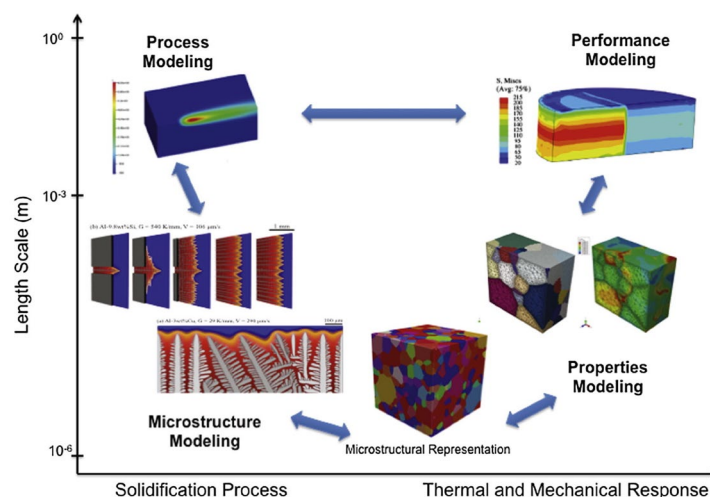


Figure 1-29 Échelles de simulation en SLM. Extrait et adapté de François et *al.* (2017) [96].

l'échelle du front de solidification et des phases métallurgiques. Leur objectif est de prédire la microstructure finale des pièces, la formation de différentes phases métallurgiques, les phénomènes de micro-ségrégation, la fissuration, *etc.*, en fonction des conditions locales de solidification.

On trouve enfin les modèles qui simulent le procédé à l'échelle macroscopique, c'est-à-dire à l'échelle de la pièce. Ici, l'objectif est de faire le lien entre l'historique thermique du procédé avec les transformations thermomécaniques que subissent les pièces au cours de la fabrication, typiquement les contraintes résiduelles et les déformations.

On voit à travers ces descriptions que l'échelle mesoscopique que nous traitons, peut constituer un véritable pivot de la simulation multi-échelles du procédé SLM, puisque de nombreuses données de sorties peuvent être générées pour nourrir les échelles microscopique et macroscopique. On pourrait par exemple calculer des conditions locales de solidification (*i.e.* gradient et vitesse de solidification), qui sont les données d'entrée de base des modèles microscopiques (modèles automates cellulaires, enveloppe mesoscopique, *etc.*). De même, à partir du champ thermique, on pourrait alimenter une simulation thermomécanique. Là encore, ce sont des perspectives générales que nous dressons. La suite du manuscrit se concentre exclusivement sur l'échelle mesoscopique.

1.4.3 Revue bibliographique des modèles multiphysiques

Comme illustré au paragraphe 1.1, la production de modèles multiphysiques du procédé SLM a augmenté exponentiellement ces dix dernières années. De nombreuses thématiques ont été explorées à l'aide de la simulation numérique. Nous en listons cinq pour la SLM et le soudage dans le Tableau 1-3, avec quelques exemples de travaux représentatifs.

Les exemples les plus connus de modèles numériques du procédé SLM à l'échelle du bain de fusion ont été développés au Laboratoire Lawrence Livermore (USA), par les équipes de Khairallah et *al.* [89,97,98]. Leur modèle numérique est l'un des premiers à intégrer le lit de poudre avec une description granulaire (*i.e.* chaque grain composant le lit de poudre est représenté individuellement), en plus de toute la physique généralement prise en compte dans les modèles multiphysiques du soudage, c'est-à-dire la tension de surface, la pression de recul, l'effet Marangoni, *etc.*

Grace à leur modèle, ils vérifient notamment que la dynamique de coalescence des grains de poudre est pilotée par la tension de surface, et que les gains au contact direct du bain de fusion sont intégrés à ce dernier par capillarité (cf. paragraphe 1.3.3.1) [97]. Ils montrent également que la nature stochastique du lit de poudre peut jouer un rôle néfaste sur la régularité et la rugosité du cordon, car les grains au voisinage direct du bain de fusion viennent perturber son écoulement en se collant au métal liquide [98]. Cependant, leur conclusion doit être nuancée par le fait que la dénudation n'est pas prise en compte dans leur algorithme. Aussi, en ajoutant récemment au modèle un dépôt d'énergie par tracé de rayon, Khairallah et *al.* (2020) [89] montrent comment la formation d'éjectas de dimensions comparables à l'épaisseur du lit de poudre, peut masquer le rayonnement incident et affecter la régularité de la fusion pendant le procédé.

Parmi les autres travaux comparables, on peut notamment citer les travaux de Tang et *al.* [71,99], qui étudient la formation de diverses instabilités hydrodynamiques. Dans leur étude de 2018 [99], ils simulent le procédé SLM à l'échelle de deux cordons superposés (l'un au-dessus de l'autre). Ils montrent par exemple que des porosités se forment lorsque la première couche n'est pas suffisamment refondue, ou au contraire lorsque le keyhole formé à la deuxième couche est trop profond et se referme.

Tableau 1-3 Listes non-exhaustives de publications en simulation multiphysique des procédés de SLM et de soudage laser, classées par thématique.

Thématiques	SLM	(micro)Soudage
Hydrodynamique, stabilité du keyhole	Kolossov <i>et al.</i> (2004) [100] ; Khairallah et Anderson (2014) [97] ; Foroozmehr <i>et al.</i> (2016) [101] ; Khairallah <i>et al.</i> (2016) [75] ; Yan <i>et al.</i> (2017) [102] ; Bayat <i>et al.</i> (2019) [103] ; Chen <i>et al.</i> (2018) [104] ; Wang et Zou (2019) [105] ; Queva <i>et al.</i> (2020) [106] ; Khairallah <i>et al.</i> (2020) [89] ; Yuan <i>et al.</i> (2020) [107]	Lee <i>et al.</i> (2002) [108] ; Ki, Mazumder et Mohanty (2002) [109], Geiger <i>et al.</i> (2009) [110] ; Cho <i>et al.</i> (2012) [111] ; Pang <i>et al.</i> (2015) [112] ; Courtois <i>et al.</i> (2016) [88] ; Kouraytem <i>et al.</i> (2019) [113] ; Wang, Zhang et Yan (2020) [114] ; <u>Mayi <i>et al.</i></u> (2021) [115]
Humping	Tang, Le et Wong (2020) [71]	Wu <i>et al.</i> (2017) [70]
Plume de vapeur, écoulements de gaz	Masmoudi, Bolot et Coddet (2015) [116] ; Bidare <i>et al.</i> (2018) [117] ; <u>Mayi <i>et al.</i> (2020)</u> [118] ; Li <i>et al.</i> (2020) [76] ; Li et Tan (2021) [119]	Tan, Bailey et Shin (2013) [120] ; Pang <i>et al.</i> (2016) [121]
Dépôt d'énergie	Dayal et Gambaryan-Roisman [39]	Ki, Mohanty et Mazumder (2001) [122] ; Médale, Touvrey et Fabbro (2008) [123] ; Courtois <i>et al.</i> (2013) [124]
Multi-cordons	Chen (2018) [125] ; Tang, Tan et Wong (2018) [99] ; Bayat, Mohanty et Hattel (2019) [126]	-

Dans ce dernier cas, la porosité apparaît au niveau de la première couche, mais résulte bien de la deuxième ligne de fusion. Dans leur article de 2020 [71], les mêmes auteurs produisent l'une des rares études numériques où les conditions d'apparition du humping sont reproduites (Figure 1-30). Ils incriminent notamment l'instabilité de Plateau-Rayleigh, et en étudiant l'effet des propriétés thermophysiques sur cette instabilité, ils montrent qu'un coefficient thermocapillaire positif (cas des aciers 304L et 316L avec plus de 50 ppm de soufre) accentue le phénomène de *humping* (toutes choses étant égales par ailleurs), tandis que la viscosité dynamique tend à le minimiser.

Ensuite, certains travaux étudient le rôle de la vaporisation sur les écoulements de gaz induits et leur rôle potentiellement néfaste sur la stabilité du lit de poudre. Par exemple, Masmoudi *et al.* (2015) [116] se sont intéressés à l'effet de la pression de l'atmosphère de travail sur la vaporisation et les écoulements induits dans l'enceinte de travail. Ils montrent notamment qu'en augmentant la pression de travail, on diminue l'effet de recirculation induit par la vaporisation, ce qui assure une meilleure stabilité du lit de poudre. Cependant, comme leur simulation s'appuie sur un modèle de lit de poudre simplifié avec des propriétés thermiques équivalentes, ils ne peuvent donc pas illustrer directement cet effet avec leur simulation.

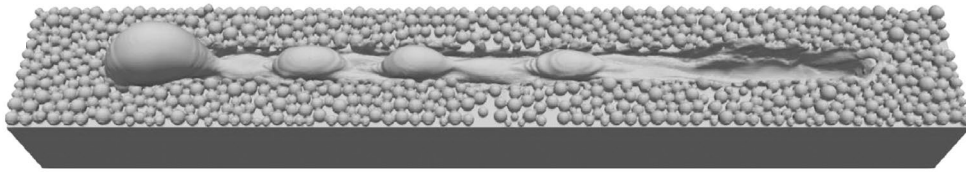


Figure 1-30 Simulation du phénomène du *humping* en SLM. Extrait de Tang, Le et Wong (2020) [71].

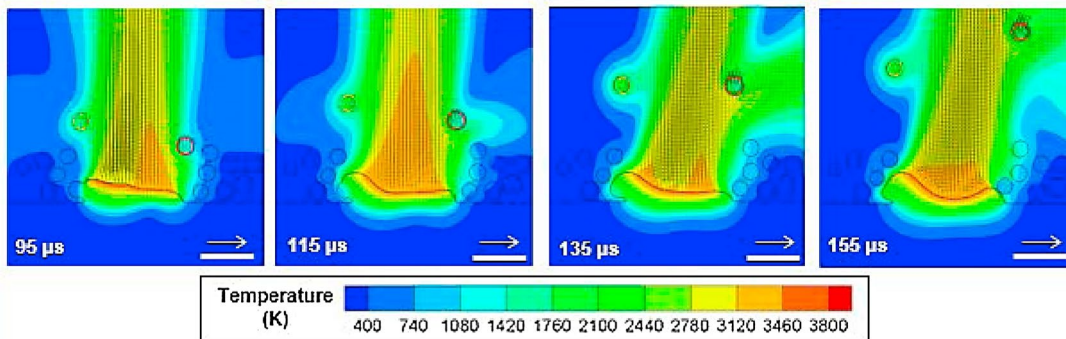


Figure 1-31 Simulation de l'éjection d'une particule solide durant un tir statique sur lit de poudre. Extrait de Li et *al.* (2020) [76].

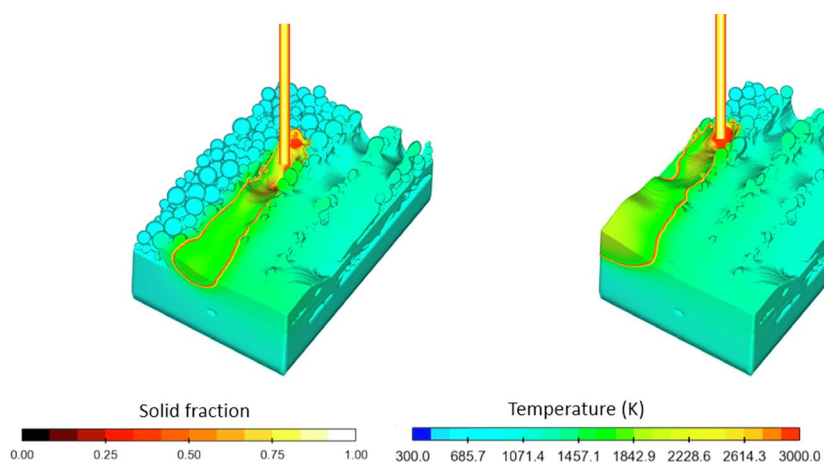


Figure 1-32 Simulation de deux couches constituées de quatre cordons. Extrait de Bayat, Mohanty et Hattel (2019) [126].

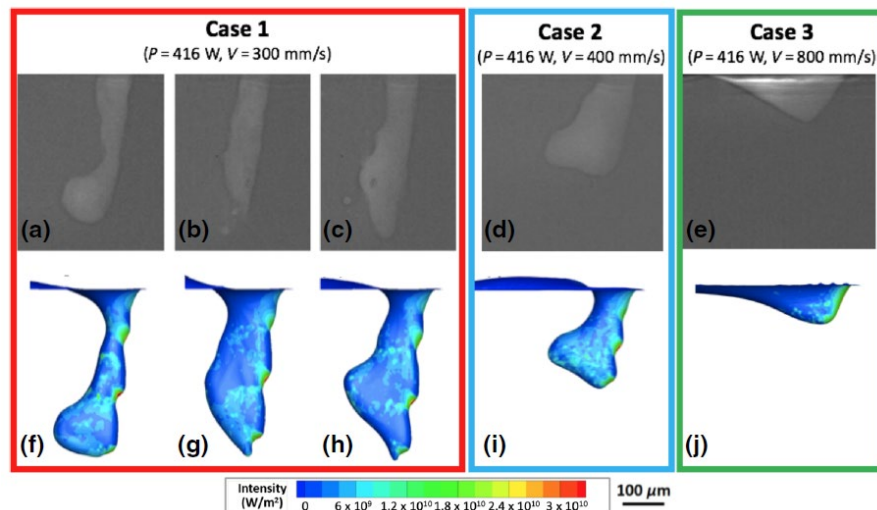


Figure 1-33 Comparaison des morphologies de keyholes simulés par éléments finis et filmés par radiographie X. Extrait de Kouraytem et *al.* (2019) [113].

Ce n'est que récemment que des modèles complets ont été publiés, dans lesquels l'hydrodynamique du bain de fusion, de la plume de vapeur, et l'interaction gaz-particules sont simulés. Li et *al.* [76] reproduisent par exemple les différentes séquences d'éjection de particules solides. L'un de ces mécanismes est illustré sur la Figure 1-31. On y distingue une particule provenant du lit de poudre, qui est d'abord attirée vers la plume par effet d'aspiration, puis éjectée verticalement lorsqu'elle se retrouve dans le champ de vitesse principal.

Cependant, il n'existe que peu d'études multiphysiques qui simulent le procédé au-delà du simple monocordon. On a déjà évoqué les travaux de Tang et *al.* [99] sur la superposition de cordons, mais une autre étude notable est celle de Bayat, Mohanty et Hattel (2019) [126]. Ils simulent la formation de deux couches de quatre cordons juxtaposés, et étudient entre autres la formation de manque de fusion dû à un défaut de juxtaposition de cordons.

La rareté de ce type d'étude s'explique par son coût de calcul important. Pour lever ces limites, des méthodes de modélisation alternatives ont été développées, où le lit de poudre est décrit à l'aide d'un milieu homogène aux propriétés thermique et hydrodynamiques équivalentes [104,127] – contrairement au modèle de Masmoudi et *al.* [116] où seul l'aspect thermique est pris en compte. Notez que les prémices de cette méthode ont été développés dans le cadre de la simulation du frittage laser sélectif par Kolossov et *al.* (2004) [100]. Nous reviendrons en détail sur cette approche dans le Chapitre 3 où nous étudierons la pertinence d'un modèle fondé sur les mêmes principes.

Enfin, il faut noter que la simulation numérique s'appuie de plus en plus sur la radiographie X, qui permet d'aller plus loin dans la validation et l'analyse des phénomènes hydrodynamiques à l'échelle locale. Si les rayons X sont utilisés depuis plus de vingt ans comme outils d'analyse du procédé de soudage laser [128–130], l'accès à des sources synchrotron permet aujourd'hui d'obtenir des images mieux résolues temporellement et spatialement, qui communiquent de précieuses informations aux modélisateurs.

Une étude notable qui allie simulation multiphysique et radiographie X a été produite par Kouraytem et *al.* (2019) [113]. Comme illustré sur la Figure 1-33, les images issues du synchrotron permettent d'observer et de valider une grande diversité de morphologies de keyholes. Dans cet exemple, Kouraytem et *al.* [113] montrent comment l'irradiance est distribuée dans le capillaire de

vapeur: le front avant absorbe l'essentiel de l'irradiance incidente, et l'apparition des humps génère des concentrations locales d'intensité qui entretiennent l'instabilité du keyhole.

En somme, les rayons X et la simulation numérique forment un couple redoutable pour élucider les mécanismes multiphysiques qui sous-tendent les régimes hydrodynamiques en soudage ou en fusion laser sélective.

*

**

Nous venons d'esquisser le potentiel de la simulation numérique à l'échelle mesoscopique, à travers quelques exemples notables de la littérature. Tous ces modèles s'appuient sur des briques de modélisation qu'il convient de connaître afin de comprendre les forces et les limites de ces outils numériques.

En fusion laser sélective et plus généralement au cours des procédés laser de puissance, on peut affirmer que tout se passe à l'interface liquide/vapeur. On l'a vu au paragraphe 1.3.2, le laser interagit principalement avec le bain liquide, et le mécanisme d'absorption de la puissance laser se déroule à l'interface liquide gaz. De même, les principaux moteurs des écoulements dans le bain liquide (au premier ordre la pression de recul) s'exercent à cette même frontière. Nous allons donc clôturer ce chapitre en introduisant deux méthodes de suivi de l'interface liquide/gaz que l'on rencontrera dans la suite du manuscrit.

1.4.4 Description de l'interface libre

On peut classer les méthodes de suivi d'interfaces libres en deux: les méthodes Lagrangiennes (ou *front tracking*) et les méthodes Eulériennes (ou *front capturing*) [131].

Avec les méthodes Lagrangiennes, les nœuds du maillage à l'interface suivent les particules du fluide. En d'autres termes, l'interface liquide/gaz est discontinue et est discrétisée avec un maillage conforme. En revanche avec les méthodes Eulériennes, l'interface liquide/gaz se déplace dans un maillage fixe. Autrement dit, l'interface liquide/gaz est continue et il y a une vitesse relative entre les particules du fluide et les nœuds du maillage.

L'avantage de la première méthode est que les phénomènes survenant à l'interface sont mieux représentés qu'avec la seconde. En simulation du soudage ou de la SLM, cette méthode garantit donc une meilleure représentativité des phénomènes physiques tels que le dépôt d'énergie ou la prise en compte de la pression de recul. En revanche, puisque l'interface est par définition discontinue, aucun changement topologique comme la création d'une goutte ou la formation d'une porosité n'est simulable, sans reconstruction numérique de l'interface. On comprend donc qu'avec cette méthode, on peut difficilement étudier les régimes hydrodynamiques instables. Avec les méthodes Eulériennes c'est l'inverse : la représentativité physique des phénomènes à l'interface liquide/gaz est limitée, mais tous les régimes hydrodynamiques peuvent être simulés.

Dans ce manuscrit, nous rencontrerons deux méthodes, une Lagrangienne, une Eulérienne. Nous avons tout d'abord choisi la méthode ALE (pour *Arbitrary Lagrangian Eulerian*), pour développer nos modèles car nous avons jugé qu'elle permettrait un développement plus rapide des différentes briques de modélisation présentées aux chapitres 2 à 4. Nous rencontrerons ensuite la méthode Level-Set (LS), purement Eulérienne, développée au CEMEF.

1.4.4.1 Méthode ALE

La méthode ALE, comme son nom l'indique, croise les descriptions Lagrangienne et Eulérienne. Plus exactement les nœuds situés à l'interface liquide/gaz suivent le mouvement des particules de fluide, suivant une description Lagrangienne, tandis que les nœuds situés à l'intérieur du domaine fluide sont libres de se déplacer suivant un schéma qui permet de minimiser la distorsion des mailles [Figure 1-34(a)]. La description est donc dite Eulérienne, au sens où il y a un mouvement relatif entre les nœuds du maillage et les particules de fluide.

Puisque l'interface liquide/gaz est représentée « explicitement » (au sens courant du terme), on peut alors y imposer directement les conditions limites, par exemple la tension de surface [équation (1.14)], la contrainte thermocapillaire [équation (1.16)] ou la pression de recul [équation (1.17)]. L'autre conséquence de cette représentation, est qu'il n'est pas nécessaire de représenter, ni de calculer aucun champ dans le domaine gazeux. De ce fait, les modèles basés sur la méthode ALE sont généralement plus rapides à calculer que les modèles LS. C'est en tout cas l'expérience que nous avons sur COMSOL Multiphysics®.

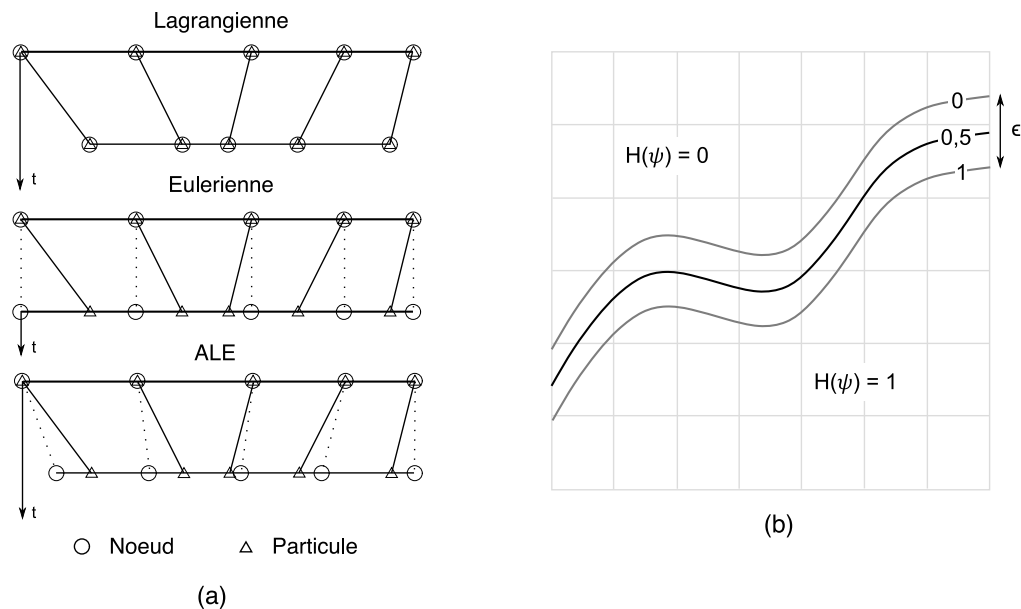


Figure 1-34 (a) Schéma comparatif entre les méthodes Lagrangienne, Eulérienne et ALE. Adapté de Stein, de Borst et Hughes (2004) [132]. (b) Schéma de la méthode LS. Adapté de Girardot (2014) [133].

1.4.4.2 Méthode Level-Set

La méthode LS repose sur une description purement Eulérienne de l'interface liquide/gaz. On définit une fonction distance ψ , qui est fixée arbitrairement positive dans un domaine (par exemple, le domaine métallique), et négative dans le deuxième domaine (le domaine gazeux). Le zéro de cette fonction représente donc la position de l'interface. Cependant, puisque l'interface n'est pas confondue avec le maillage, il est nécessaire de la diffuser sur une épaisseur notée 2ϵ , à travers des champs qui varient continument.

On définit ensuite deux fonctions. La première est une fonction de Heaviside lissée :

$$\mathcal{H}(\psi) = \begin{cases} 0, & \psi < -\epsilon \\ \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\psi}{\epsilon} + \frac{1}{\pi} \sin\left(\frac{\pi\psi}{\epsilon}\right) \right], & |\psi| \leq \epsilon \\ 1, & \psi > \epsilon \end{cases} \quad (1.21)$$

et la deuxième est la fonction Dirac associée :

$$\delta(\psi) = \begin{cases} \frac{1}{2\epsilon} \left[1 + \cos\left(\frac{\pi\psi}{\epsilon}\right) \right], & |\psi| \leq \epsilon \\ 0, & |\psi| > \epsilon \end{cases} \quad (1.22)$$

Si on note χ une propriété thermophysique quelconque, alors χ évolue à travers les phases i et j suivant l'équation :

$$\chi = \mathcal{H}(\psi)\chi_i + [1 - \mathcal{H}(\psi)]\chi_j \quad (1.23)$$

Ensuite, il est nécessaire de résoudre une équation de transport pour calculer la position de l'interface en fonction du champ de vitesse \vec{u} calculé avec les équations de Navier-Stokes :

$$\frac{\partial\psi}{\partial t} + \vec{u} \cdot \vec{\nabla}\psi \quad (1.24)$$

Enfin, la fonction Dirac sert à convertir tous les termes surfaciques en termes volumiques intégrés sur toute l'épaisseur de l'interface. Par exemple, pour imposer l'effet Marangoni à l'interface liquide/gaz, comme on ne peut pas y imposer de condition limite (puisque l'interface est définie implicitement), on l'introduit sous la forme d'une force volumique:

$$\vec{f}_M = \frac{\partial\sigma}{\partial T} \vec{\nabla}_s T \delta(\psi) \quad (1.25)$$

où \vec{f}_M a maintenant comme unité le $\text{N} \cdot \text{m}^{-3}$. Le même traitement est réservé aux conditions limites thermiques, comme les flux de chaleur. On comprend donc que plus l'épaisseur d'interface est faible, mieux les phénomènes physiques sont représentés, mais au détriment du temps de calcul puisque le maillage doit être adapté en conséquence. En somme, un compromis doit être trouvé entre temps de calcul et représentativité des phénomènes physiques.

1.5 Conclusion

Au cours de ce chapitre bibliographique, nous avons passé en revue tous les principes physiques mis en œuvre dans le procédé SLM, et les différentes approches numériques déjà recensées dans la littérature. Cet état de l'art nous a également permis d'identifier trois questions auxquelles nous tâcherons de répondre dans la suite du manuscrit :

- *Dans quelles mesures la description du lit de poudre peut être pertinente dans la simulation numérique des phénomènes thermo-hydrodynamiques qui règnent à l'échelle du bain de*

fusion ? Nous traiterons cette question dans le Chapitre 3, où nous questionnerons également l'intérêt d'un modèle de lit de poudre continu-équivalent.

- *Quel rôle joue le phénomène de multi-réflexion dans la dynamique de formation du capillaire et dans la stabilité des bains de fusion ?* Bien que ce phénomène soit connu en soudage laser et souvent intégré dans les modèles multiphysiques, le lien entre réflexions multiples et stabilité hydrodynamique est paradoxalement rarement discuté. Nous introduirons donc un modèle de piégeage de faisceau auto-consistent dans le Chapitre 4, et étudierons la dynamique et la stabilité des bains de fusion sous cet effet dans le Chapitre 5.
- *Comment l'atmosphère de travail conditionne-t-elle l'ampleur du phénomène de dénudation ?* À l'aide d'un modèle analytique couplé à des expériences numériques, nous construirons une loi d'échelle dans le Chapitre 5, afin de proposer des éléments d'explication.

Toutes ces discussions s'appuieront sur un modèle thermo-hydrodynamique « socle » que nous présenterons dans le chapitre suivant, et pour lequel nous étudierons l'impact du choix de la méthode de suivi d'interface libre sur les résultats physiques obtenus.

Bibliographie

- [1] NF EN ISO/ASTM 52900 : Fabrication additive - Principes généraux - Terminologie, (2017).
- [2] R. Baker, Method of making decorative articles, US1533300, 1925.
<https://patents.google.com/patent/US1533300>.
- [3] W. White, Pressure roller and method of manufacture, US3156968A, 1964.
<https://patents.google.com/patent/US3156968A>.
- [4] A. Ujiie, Method of and apparatus for constructing substantially circular cross section vessel by welding, US3558846A, 1971. <https://patents.google.com/patent/US3558846A>.
- [5] V. Berinde, A. Million, N. Greavu, C. Million, Welding process using granular or powder filler delivered on open-channel strip, US3819901A, 1974. <https://patents.google.com/patent/US3819901A>.
- [6] D.S. Gnanamuthu, Cladding, US3952180A, 1976. <https://patents.google.com/patent/US3952180A>.
- [7] R.F. Housholder, Molding process, US4247508, 1981. <https://patents.google.com/patent/US4247508A>.
- [8] C.R. Deckard, Method and apparatus for producing parts by selective sintering, US4863538A, 1989. <https://patents.google.com/patent/US4863538A>.
- [9] J.-C. André, A. Le Mehaute, O. De Witte, Dispositif pour realiser un modèle de piece industrielle, FR2567668A1, 1986. <https://patents.google.com/patent/FR2567668A1>.
- [10] C.W. Hull, Apparatus for production of three-dimensional objects by stereolithography, US4575330A, 1986. <https://patents.google.com/patent/US4575330A>.
- [11] S.S. Crump, Apparatus and method for creating three-dimensional objects, US5121329A, 1992. <https://patents.google.com/patent/US5121329A>.
- [12] Futur de la fabrication additive, Pôle Interministériel de Prospective et d'Anticipation des Mutations Économiques, 2017.
- [13] 30 years, EOS. (2020). <https://30years.eos.info/en> (accessed March 8, 2020).
- [14] M. Cima, E. Sachs, T. Fan, J.F. Bredt, S.P. Michaels, S. Khanuja, A. Lauder, S.-J.J. Lee, D. Brancazio, A. Curodeau, H. Tuerck, Three-dimensional printing techniques, US5387380A, 1994. <https://patents.google.com/patent/US5387380A>.
- [15] R. Larson, A method and apparatus for layerwise production of bodies from powder, SE504560C2, 1997. <https://patents.google.com/patent/SE504560C2>.
- [16] Standardization Roadmap for Additive Manufacturing, America Makes & ANSI Additive Manufacturing Standardization Collaborative (AMSC), 2017.
- [17] S. Hendrixson, Where Blockchain and 3D Printing Converge, Distributed Manufacturing Can Thrive, Additive Manufacturing Media. (2020).
<https://www.additivemanufacturing.media/articles/where-blockchain-and-3d-printing-converge-distributed-manufacturing-can-thrive> (accessed April 19, 2021).
- [18] Qui est AFH ?, Additive Factory Hub. (2021). <https://www.additivefactoryhub.com> (accessed April 19, 2021).
- [19] Activités de Platinium 3D, Platinium 3D - Fabrication Additive. (2021).
<http://www.platinium3d.com/fr> (accessed April 20, 2021).
- [20] O. Andreau, Nocivité en fatigue et contrôle de défauts produits par fabrication additive, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2019. <https://pastel.archives-ouvertes.fr/tel-02466522>.
- [21] T.M. Wischeropp, C. Emmelmann, M. Brandt, A. Pateras, Measurement of actual powder layer height and packing density in a single layer in selective laser melting, Additive Manufacturing, 28 (2019) 176–183. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2019.04.019>.
- [22] I. Yadroitsev, Selective laser melting: direct manufacturing of 3D-objects by selective laser melting of metal powders, Lambert Acad. Publ, Saarbrücken, 2009.

- [23] U. Scipioni Bertoli, A.J. Wolfer, M.J. Matthews, J.-P.R. Delplanque, J.M. Schoenung, On the limitations of Volumetric Energy Density as a design parameter for Selective Laser Melting, *Materials & Design*. 113 (2017) 331–340. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.10.037>.
- [24] Cranio-maxillofacial implants, (2021). <https://www.materialise.com/en/medical/patient-specific-cranio-maxillofacial-implants> (accessed April 19, 2021).
- [25] Additive Manufacturing, FMI International. (2021). <https://www.fmi-international.com/solutions/medical/competences/additive-manufacturing> (accessed April 20, 2021).
- [26] Moteur fusée SuperDraco, (2018). <http://orbiter.dansteph.com/forum/index.php?topic=14268.0> (accessed April 20, 2021).
- [27] Safran obtient la première certification d’une pièce majeure de turbomachine imprimée en 3D, Safran Power Units - Média. (2017). <https://www.safran-power-units.com/fr/media/safran-obtient-la-premiere-certification-dune-piece-majeure-de-turbomachine-imprimee-en-3d-20170619> (accessed April 20, 2021).
- [28] About ACARE, ACARE 4 Europe. (2021). <https://www.acare4europe.org/about-acare> (accessed April 20, 2021).
- [29] Flightpath 2050 - Europe’s Vision for Aviation, Commission européenne, 2011.
- [30] Strategic Research & Innovation Agenda - 2017 Update - Volume 1, Advisory Council For Aeronautics Research in Europe, 2017.
- [31] H. Hügel, T. Graf, *Laser in der Fertigung: Strahlquellen, Systeme, Fertigungsverfahren*, 2., neu bearb. Aufl, Vieweg + Teubner, Wiesbaden, 2009.
- [32] J. Trapp, A.M. Rubenchik, G. Guss, M.J. Matthews, In situ absorptivity measurements of metallic powders during laser powder-bed fusion additive manufacturing, *Applied Materials Today*. 9 (2017) 341–349. <https://doi.org/10.1016/j.apmt.2017.08.006>.
- [33] J. Ye, S.A. Khairallah, A.M. Rubenchik, M.F. Crumb, G. Guss, J. Belak, M.J. Matthews, Energy Coupling Mechanisms and Scaling Behavior Associated with Laser Powder Bed Fusion Additive Manufacturing, *Adv. Eng. Mater.* 21 (2019) 1900185. <https://doi.org/10.1002/adem.201900185>.
- [34] W.M. Steen, J. Mazumder, *Laser Material Processing*, Springer London, London, 2010. <https://doi.org/10.1007/978-1-84996-062-5>.
- [35] P. Laurens, C. Dubouchet, D. Kechemair, *Application des lasers aux traitements de surface, Techniques de l’ingénieur*. (1996) 21.
- [36] M. von Allmen, A. Blatter, *Laser-Beam Interactions with Materials: Physical Principles and Applications*, Springer Berlin Heidelberg, Berlin, Heidelberg, 1995. <https://doi.org/10.1007/978-3-642-57813-7>.
- [37] B.J. Simonds, E.J. Garboczi, T.A. Palmer, P.A. Williams, Dynamic Laser Absorptance Measured in a Geometrically Characterized Stainless-Steel Powder Layer, *Phys. Rev. Applied*. 13 (2020) 024057. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.024057>.
- [38] A.V. Gusarov, I. Smurov, Radiation transfer in metallic powder beds used in laser processing, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 111 (2010) 2517–2527. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2010.07.009>.
- [39] R. Dayal, T. Gambaryan-Roisman, Heat transfer in granular medium for application to selective laser melting: A numerical study, *International Journal of Thermal Sciences*. 113 (2017) 38–50. <https://doi.org/10.1016/j.ijthermalsci.2016.11.014>.
- [40] V. Gunenthiram, P. Peyre, M. Schneider, M. Dal, F. Coste, R. Fabbro, Analysis of laser–melt pool–powder bed interaction during the selective laser melting of a stainless steel, *Journal of Laser Applications*. 29 (2017) 022303. <https://doi.org/10.2351/1.4983259>.

- [41] U. Scipioni Bertoli, G. Guss, S. Wu, M.J. Matthews, J.M. Schoenung, In-situ characterization of laser-powder interaction and cooling rates through high-speed imaging of powder bed fusion additive manufacturing, *Materials & Design*. 135 (2017) 385–396.
<https://doi.org/10.1016/j.matdes.2017.09.044>.
- [42] P.A. Hooper, Melt pool temperature and cooling rates in laser powder bed fusion, *Additive Manufacturing*. 22 (2018) 548–559. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2018.05.032>.
- [43] I. Zhirnov, S. Mekhontsev, B. Lane, S. Grantham, N. Bura, Accurate determination of laser spot position during laser powder bed fusion process thermography, *Manufacturing Letters*. 23 (2020) 49–52. <https://doi.org/10.1016/j.mfglet.2019.12.002>.
- [44] G. Nordet, C. Gorny, Y. Mayi, J. Daligault, M. Dal, A. Efferelli, E. Blanchet, F. Coste, P. Peyre, Absorptivity measurements during laser powder bed fusion of pure copper with a 1 kW cw green laser, *Optics & Laser Technology*. 147 (2022) 107612.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107612>.
- [45] C.J. Knight, Theoretical Modeling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure, *AIAA Journal*. 17 (1979) 519–523. <https://doi.org/10.2514/3.61164>.
- [46] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, *Science*. 363 (2019) 849–852. <https://doi.org/10.1126/science.aav4687>.
- [47] B. Lane, J. Heigel, R. Ricker, I. Zhirnov, V. Khromschenko, J. Weaver, T. Phan, M. Stoudt, S. Mekhontsev, L. Levine, Measurements of Melt Pool Geometry and Cooling Rates of Individual Laser Traces on IN625 Bare Plates, *Integr Mater Manuf Innov*. 9 (2020) 16–30.
<https://doi.org/10.1007/s40192-020-00169-1>.
- [48] R. Fabbro, Scaling laws for the laser welding process in keyhole mode, *Journal of Materials Processing Technology*. 264 (2019) 346–351. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.09.027>.
- [49] E. Assunção, Investigation of conduction to keyhole mode transition, Cranfield University, 2012. <https://dspace.lib.cranfield.ac.uk/handle/1826/7842>.
- [50] A. Gouffé, Corrections d'ouverture des corps noirs artificiels compte tenu des diffusions multiples internes, *Revue d'optique*. 24 (1945) 1–10.
- [51] D.G.A.L. Aarts, H.N.W. Lekkerkerker, H. Guo, G.H. Wegdam, D. Bonn, Hydrodynamics of Droplet Coalescence, *Phys. Rev. Lett*. 95 (2005) 164503.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.95.164503>.
- [52] C. Körner, A. Bauereiß, E. Attar, Fundamental consolidation mechanisms during selective beam melting of powders, *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng*. 21 (2013) 085011.
<https://doi.org/10.1088/0965-0393/21/8/085011>.
- [53] X. Zhou, X. Liu, D. Zhang, Z. Shen, W. Liu, Balling phenomena in selective laser melted tungsten, *Journal of Materials Processing Technology*. 222 (2015) 33–42.
<https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2015.02.032>.
- [54] K.C. Mills, B.J. Keene, R.F. Brooks, A. Shirali, Marangoni Effects in Welding, *Philosophical Transactions: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 356 (1998) 911–925.
<http://www.jstor.org/stable/54903>.
- [55] K.C. Mills, Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys, Woodhead, Cambridge, 2002.
- [56] B.J. Keene, K.C. Mills, J.W. Bryant, E.D. Hondros, Effects of Interaction Between Surface Active Elements on the Surface Tension of Iron, *Canadian Metallurgical Quarterly*. 21 (1982) 393–403. <https://doi.org/10.1179/cm.1982.21.4.393>.
- [57] P. Berger, Discussion privée, IFSW International Workshop on Process Fundamentals of Laser Welding, Cutting and Additive Manufacturing, Hirschegg, (2020).

- [58] N.K. Tolochko, M.K. Arshinov, A.V. Gusarov, V.I. Titov, T. Laoui, L. Froyen, Mechanisms of selective laser sintering and heat transfer in Ti powder, *Rapid Prototyping Journal*. 9 (2003) 314–326. <https://doi.org/10.1108/13552540310502211>.
- [59] N.K. Tolochko, S.E. Mozzharov, I.A. Yadroitsev, T. Laoui, L. Froyen, V.I. Titov, M.B. Ignatiev, Balling processes during selective laser treatment of powders, *Rapid Prototyping Journal*. 10 (2004) 78–87. <https://doi.org/10.1108/13552540410526953>.
- [60] J.P. Kruth, L. Froyen, J. Van Vaerenbergh, P. Mercelis, M. Rombouts, B. Lauwers, Selective laser melting of iron-based powder, *Journal of Materials Processing Technology*. 149 (2004) 616–622. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2003.11.051>.
- [61] D. Gu, Y. Shen, Balling phenomena during direct laser sintering of multi-component Cu-based metal powder, *Journal of Alloys and Compounds*. 432 (2007) 163–166. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2006.06.011>.
- [62] D. Gu, Y. Shen, Balling phenomena in direct laser sintering of stainless steel powder: Metallurgical mechanisms and control methods, *Materials & Design*. 30 (2009) 2903–2910. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2009.01.013>.
- [63] R. Li, J. Liu, Y. Shi, L. Wang, W. Jiang, Balling behavior of stainless steel and nickel powder during selective laser melting process, *Int J Adv Manuf Technol*. 59 (2012) 1025–1035. <https://doi.org/10.1007/s00170-011-3566-1>.
- [64] R. Fabbro, S. Slimani, F. Coste, F. Briand, Experimental study of the humping process during NdYag CW laser welding, in: *Proceedings of the Fourth International WLT-Conference on Lasers in Manufacturing 2007*, Munich, 2007: pp. 277–282.
- [65] P. Berger, H. Hügel, A. Hess, R. Weber, T. Graf, Understanding of Humping Based on Conservation of Volume Flow, *Physics Procedia*. 12 (2011) 232–240. <https://doi.org/10.1016/j.phpro.2011.03.030>.
- [66] M. Seiler, A. Patschger, J. Bliedtner, Investigations of welding instabilities and weld seam formation during laser microwelding of ultrathin metal sheets, *Journal of Laser Applications*. 28 (2016) 022417. <https://doi.org/10.2351/1.4944446>.
- [67] M. Seiler, A. Patschger, L. Tianis, C. Rochholz, J. Bliedtner, Experimental determination of influencing factors on the humping phenomenon during laser micro welding of thin metal sheets, *Journal of Laser Applications*. 29 (2017) 022413. <https://doi.org/10.2351/1.4983506>.
- [68] V. Gunenthiram, P. Peyre, M. Schneider, M. Dal, F. Coste, I. Koutiri, R. Fabbro, Experimental analysis of spatter generation and melt-pool behavior during the powder bed laser beam melting process, *Journal of Materials Processing Technology*. 251 (2018) 376–386. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2017.08.012>.
- [69] N.W. Makoana, H. Moller, H. Burger, M. Tlotleng, I. Yadroitsev, Evaluation of Single Tracks of 17-4PH Steel Manufactured at Different Powder Densities and Scanning Speeds by Selective Laser Melting, *SAJIE*. 27 (2016). <https://doi.org/10.7166/27-3-1668>.
- [70] D. Wu, X. Hua, D. Ye, F. Li, Understanding of humping formation and suppression mechanisms using the numerical simulation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 104 (2017) 634–643. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2016.08.110>.
- [71] C. Tang, K.Q. Le, C.H. Wong, Physics of humping formation in laser powder bed fusion, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 149 (2020) 119172. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.119172>.
- [72] R. Fabbro, Melt pool and keyhole behaviour analysis for deep penetration laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 445501. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/44/445501>.
- [73] D. Wang, S. Wu, F. Fu, S. Mai, Y. Yang, Y. Liu, C. Song, Mechanisms and characteristics of spatter generation in SLM processing and its effect on the properties, *Materials & Design*. 117 (2017) 121–130. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.12.060>.

- [74] S. Ly, A.M. Rubenchik, S.A. Khairallah, G. Guss, M.J. Matthews, Metal vapor micro-jet controls material redistribution in laser powder bed fusion additive manufacturing, *Sci Rep.* 7 (2017) 4085. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-04237-z>.
- [75] M.J. Matthews, G. Guss, S.A. Khairallah, A.M. Rubenchik, P.J. Depond, W.E. King, Denudation of metal powder layers in laser powder bed fusion processes, *Acta Materialia*. 114 (2016) 33–42. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2016.05.017>.
- [76] X. Li, C. Zhao, T. Sun, W. Tan, Revealing transient powder-gas interaction in laser powder bed fusion process through multi-physics modeling and high-speed synchrotron x-ray imaging, *Additive Manufacturing*. 35 (2020) 101362. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2020.101362>.
- [77] S. Traore, Influence de l'environnement de travail en fabrication additive "lit de poudre, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2021.
- [78] S. Traore, M. Schneider, I. Koutiri, F. Coste, R. Fabbro, C. Charpentier, P. Lefebvre, P. Peyre, Influence of gas atmosphere (Ar or He) on the laser powder bed fusion of a Ni-based alloy, *Journal of Materials Processing Technology*. 288 (2021) 116851. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2020.116851>.
- [79] R. Fabbro, M. Hamadou, F. Coste, Metallic vapor ejection effect on melt pool dynamics in deep penetration laser welding, *J. Laser Appl.* 16 (2004) 5. <https://doi.org/10.2351/1.1642633>.
- [80] R. Fabbro, S. Slimani, I. Doudet, F. Coste, F. Briand, Experimental study of the dynamical coupling between the induced vapour plume and the melt pool for Nd–Yag CW laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 39 (2006) 394–400. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/39/2/023>.
- [81] J. Weberpals, F. Dausinger, Fundamental understanding of spatter behavior at laser welding of steel, in: *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Laser Institute of America, Temecula, California, USA, 2008: p. 704. <https://doi.org/10.2351/1.5061334>.
- [82] Y. Liu, Y. Yang, S. Mai, D. Wang, C. Song, Investigation into spatter behavior during selective laser melting of AISI 316L stainless steel powder, *Materials & Design*. 87 (2015) 797–806. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2015.08.086>.
- [83] R. Fabbro, Depth Dependence and Keyhole Stability at Threshold, for Different Laser Welding Regimes, *Applied Sciences*. 10 (2020) 1487. <https://doi.org/10.3390/app10041487>.
- [84] R. Cunningham, S.P. Narra, C. Montgomery, J. Beuth, A.D. Rollett, Synchrotron-Based X-ray Microtomography Characterization of the Effect of Processing Variables on Porosity Formation in Laser Powder-Bed Additive Manufacturing of Ti-6Al-4V, *JOM*. 69 (2017) 479–484. <https://doi.org/10.1007/s11837-016-2234-1>.
- [85] C. Zhao, Q. Guo, X. Li, N. Parab, K. Fezzaa, W. Tan, L. Chen, T. Sun, Bulk-Explosion-Induced Metal Spattering During Laser Processing, *Phys. Rev. X*. 9 (2019) 021052. <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.9.021052>.
- [86] M. Tang, P.C. Pistorius, J.L. Beuth, Prediction of lack-of-fusion porosity for powder bed fusion, *Additive Manufacturing*. 14 (2017) 39–48. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2016.12.001>.
- [87] G. Kasperovich, J. Haubrich, J. Gussone, G. Requena, Correlation between porosity and processing parameters in TiAl6V4 produced by selective laser melting, *Materials & Design*. 105 (2016) 160–170. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2016.05.070>.
- [88] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane, Guidelines in the experimental validation of a 3D heat and fluid flow model of keyhole laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 49 (2016) 155503. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/15/155503>.
- [89] S.A. Khairallah, A.A. Martin, J.R.I. Lee, G. Guss, N.P. Calta, J.A. Hammons, M.H. Nielsen, K. Chaput, E. Schwalbach, M.N. Shah, M.G. Chapman, T.M. Willey, A.M. Rubenchik, A.T. Anderson, Y.M. Wang, M.J. Matthews, W.E. King, Controlling interdependent meso-nanosecond dynamics and defect generation in metal 3D printing, *Science*. 368 (2020) 660–665. <https://doi.org/10.1126/science.aay7830>.

- [90] R. Fabbro, M. Dal, P. Peyre, F. Coste, M. Schneider, V. Gunenthiram, Analysis and possible estimation of keyhole depths evolution, using laser operating parameters and material properties, *Journal of Laser Applications*. 30 (2018) 032410. <https://doi.org/10.2351/1.5040624>.
- [91] W.E. King, H.D. Barth, V.M. Castillo, G.F. Gallegos, J.W. Gibbs, D.E. Hahn, C. Kamath, A.M. Rubenchik, Observation of keyhole-mode laser melting in laser powder-bed fusion additive manufacturing, *Journal of Materials Processing Technology*. 214 (2014) 2915–2925. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2014.06.005>.
- [92] A.M. Rubenchik, W.E. King, S.S. Wu, Scaling laws for the additive manufacturing, *Journal of Materials Processing Technology*. 257 (2018) 234–243. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.02.034>.
- [93] S. Patel, M. Vlasea, Melting modes in laser powder bed fusion, *Materialia*. 9 (2020) 100591. <https://doi.org/10.1016/j.mtla.2020.100591>.
- [94] Z. Gan, O.L. Kafka, N. Parab, C. Zhao, L. Fang, O. Heinonen, T. Sun, W.K. Liu, Universal scaling laws of keyhole stability and porosity in 3D printing of metals, *Nat Commun*. 12 (2021) 2379. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-22704-0>.
- [95] E. Buckingham, On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations, *Phys. Rev.* 4 (1914) 345–376. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.4.345>.
- [96] M.M. Francois, A. Sun, W.E. King, N.J. Henson, D. Turrett, C.A. Bronkhorst, N.N. Carlson, C.K. Newman, T. Haut, J. Bakosi, J.W. Gibbs, V. Livescu, S.A. Vander Wiel, A.J. Clarke, M.W. Schraad, T. Blacker, H. Lim, T. Rodgers, S. Owen, F. Abdeljawad, J. Madison, A.T. Anderson, J.-L. Fattebert, R.M. Ferencz, N.E. Hodge, S.A. Khairallah, O. Walton, Modeling of additive manufacturing processes for metals: Challenges and opportunities, *Current Opinion in Solid State and Materials Science*. 21 (2017) 198–206. <https://doi.org/10.1016/j.cossms.2016.12.001>.
- [97] S.A. Khairallah, A. Anderson, Mesoscopic simulation model of selective laser melting of stainless steel powder, *Journal of Materials Processing Technology*. 214 (2014) 2627–2636. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2014.06.001>.
- [98] S.A. Khairallah, A.T. Anderson, A. Rubenchik, W.E. King, Laser powder-bed fusion additive manufacturing: Physics of complex melt flow and formation mechanisms of pores, spatter, and denudation zones, *Acta Materialia*. 108 (2016) 36–45. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2016.02.014>.
- [99] C. Tang, J.L. Tan, C.H. Wong, A numerical investigation on the physical mechanisms of single track defects in selective laser melting, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 126 (2018) 957–968. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2018.06.073>.
- [100] S. Kolossov, E. Boillat, R. Glardon, P. Fischer, M. Locher, 3D FE simulation for temperature evolution in the selective laser sintering process, *International Journal of Machine Tools and Manufacture*. 44 (2004) 117–123. <https://doi.org/10.1016/j.ijmactools.2003.10.019>.
- [101] A. Foroozmehr, M. Badrossamay, E. Foroozmehr, S. Golabi, Finite Element Simulation of Selective Laser Melting process considering Optical Penetration Depth of laser in powder bed, *Materials & Design*. 89 (2016) 255–263. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2015.10.002>.
- [102] W. Yan, W. Ge, Y. Qian, S. Lin, B. Zhou, W.K. Liu, F. Lin, G.J. Wagner, Multi-physics modeling of single/multiple-track defect mechanisms in electron beam selective melting, *Acta Materialia*. 134 (2017) 324–333. <https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.05.061>.
- [103] M. Bayat, A. Thanki, S. Mohanty, A. Witvrouw, S. Yang, J. Thorborg, N.S. Tiedje, J.H. Hattel, Keyhole-induced porosities in Laser-based Powder Bed Fusion (L-PBF) of Ti6Al4V: High-fidelity modelling and experimental validation, *Additive Manufacturing*. 30 (2019) 100835. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2019.100835>.
- [104] Q. Chen, G. Guillemot, C.-A. Gandin, M. Bellet, Numerical modelling of the impact of energy distribution and Marangoni surface tension on track shape in selective laser melting of

- ceramic material, *Additive Manufacturing*. 21 (2018) 713–723.
<https://doi.org/10.1016/j.addma.2018.03.003>.
- [105] H. Wang, Y. Zou, Microscale interaction between laser and metal powder in powder-bed additive manufacturing: Conduction mode versus keyhole mode, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 142 (2019) 118473. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.118473>.
- [106] A. Queva, G. Guillemot, C. Moriconi, C. Metton, M. Bellet, Numerical study of the impact of vaporisation on melt pool dynamics in Laser Powder Bed Fusion - Application to IN718 and Ti-6Al-4V, *Additive Manufacturing*. 35 (2020) 101249. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2020.101249>.
- [107] W. Yuan, H. Chen, T. Cheng, Q. Wei, Effects of laser scanning speeds on different states of the molten pool during selective laser melting: Simulation and experiment, *Materials & Design*. 189 (2020) 108542. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2020.108542>.
- [108] J.Y. Lee, S.H. Ko, D.F. Farson, C.D. Yoo, Mechanism of keyhole formation and stability in stationary laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002) 1570–1576.
<https://doi.org/10.1088/0022-3727/35/13/320>.
- [109] H. Ki, J. Mazumder, P.S. Mohanty, Modeling of laser keyhole welding: Part I. mathematical modeling, numerical methodology, role of recoil pressure, multiple reflections, and free surface evolution, *Metall and Mat Trans A*. 33 (2002) 1817–1830.
<https://doi.org/10.1007/s11661-002-0190-6>.
- [110] M. Geiger, K.-H. Leitz, H. Koch, A. Otto, A 3D transient model of keyhole and melt pool dynamics in laser beam welding applied to the joining of zinc coated sheets, *Prod. Eng. Res. Devel.* 3 (2009) 127–136. <https://doi.org/10.1007/s11740-008-0148-7>.
- [111] W.-I. Cho, S.-J. Na, C. Thomy, F. Vollertsen, Numerical simulation of molten pool dynamics in high power disk laser welding, *Journal of Materials Processing Technology*. 212 (2012) 262–275. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2011.09.011>.
- [112] S. Pang, X. Chen, J. Zhou, X. Shao, C. Wang, 3D transient multiphase model for keyhole, vapor plume, and weld pool dynamics in laser welding including the ambient pressure effect, *Optics and Lasers in Engineering*. 74 (2015) 47–58. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2015.05.003>.
- [113] N. Kouraytem, X. Li, R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, T. Sun, A.D. Rollett, A.D. Spear, W. Tan, Effect of Laser-Matter Interaction on Molten Pool Flow and Keyhole Dynamics, *Phys. Rev. Applied*. 11 (2019) 064054. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.11.064054>.
- [114] L. Wang, Y. Zhang, W. Yan, Evaporation Model for Keyhole Dynamics During Additive Manufacturing of Metal, *Phys. Rev. Applied*. 14 (2020) 064039.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.14.064039>.
- [115] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, M. Bellet, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, Transient Dynamics and Stability of Keyhole at Threshold in Laser Powder Bed Fusion Regime Investigated by Finite Element Modeling, *Journal of Laser Applications*. 33 (2021) 012024.
<https://doi.org/10.2351/7.0000330>.
- [116] A. Masmoudi, R. Bolot, C. Coddet, Investigation of the laser–powder–atmosphere interaction zone during the selective laser melting process, *Journal of Materials Processing Technology*. (2015) 11. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2015.05.008>.
- [117] P. Bidare, I. Bitharas, R.M. Ward, M.M. Attallah, A.J. Moore, Fluid and particle dynamics in laser powder bed fusion, *Acta Materialia*. 142 (2018) 107–120.
<https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.09.051>.
- [118] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, M. Bellet, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, Laser-induced plume investigated by finite element modelling and scaling of particle entrainment in laser powder bed fusion, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 53 (2020) 075306. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab5900>.

- [119] X. Li, W. Tan, Numerical Modeling of Powder Gas Interaction Relative to Laser Powder Bed Fusion Process, *Journal of Manufacturing Science and Engineering*. 143 (2021) 054502. <https://doi.org/10.1115/1.4048443>.
- [120] W. Tan, N.S. Bailey, Y.C. Shin, Investigation of keyhole plume and molten pool based on a three-dimensional dynamic model with sharp interface formulation, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 (2013) 055501. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/5/055501>.
- [121] S. Pang, X. Chen, X. Shao, S. Gong, J. Xiao, Dynamics of vapor plume in transient keyhole during laser welding of stainless steel: Local evaporation, plume swing and gas entrapment into porosity, *Optics and Lasers in Engineering*. 82 (2016) 28–40. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2016.01.019>.
- [122] H. Ki, P.S. Mohanty, J. Mazumder, Modelling of high-density laser-material interaction using fast level set method, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001) 364–372. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/3/320>.
- [123] M. Medale, C. Touvrey, R. Fabbro, An axi-symmetric thermo-hydraulic model to better understand spot laser welding, *European Journal of Computational Mechanics*. 17 (2008) 795–806. <https://doi.org/10.3166/remn.17.795-806>.
- [124] M. Courtois, M. Carin, P.L. Masson, S. Gaied, M. Balabane, A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 (2013) 505305. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/50/505305>.
- [125] Q. Chen, Thermomechanical numerical modeling of additive manufacturing by selective laser melting of powder bed: Application to ceramics materials, MINES ParisTech, 2018. <https://hal-mines-paristech.archives-ouvertes.fr/hal-01552410>.
- [126] M. Bayat, S. Mohanty, J.H. Hattel, Multiphysics modelling of lack-of-fusion voids formation and evolution in IN718 made by multi-track/multi-layer L-PBF, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 139 (2019) 95–114. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatmasstransfer.2019.05.003>.
- [127] M. Dal, P. Peyre, V. Gunenthiram, M. Schneider, A new equivalent approach for additive manufacturing (ALM) numerical simulation, in: *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Laser Institute of America, San Diego, California, USA, 2016: p. 1901. <https://doi.org/10.2351/1.5118558>.
- [128] A. Matsunawa, J.-D. Kim, N. Seto, M. Mizutani, S. Katayama, Dynamics of keyhole and molten pool in laser welding, *Journal of Laser Applications*. 10 (1998) 247–254. <https://doi.org/10.2351/1.521858>.
- [129] S. Fujinaga, H. Takenaka, T. Narikiyo, S. Katayama, A. Matsunawa, Direct observation of keyhole behaviour during pulse modulated high-power Nd:YAG laser irradiation, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 33 (2000) 492–497. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/33/5/304>.
- [130] M.H. Cho, D. Farson, J.Y. Lee, C.D. Yoo, Laser weld keyhole dynamics, in: *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Laser Institute of America, Jacksonville, Florida, USA, 2001: pp. 925–932. <https://doi.org/10.2351/1.5059953>.
- [131] M. Dal, R. Fabbro, [INVITED] An overview of the state of art in laser welding simulation, *Optics & Laser Technology*. 78 (2016) 2–14. <https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2015.09.015>.
- [132] E. Stein, R. de Borst, T.J.R. Hughes, eds., *Encyclopedia of computational mechanics*, John Wiley, Chichester, West Sussex, 2004.
- [133] J. Girardot, Interaction laser/matière en régime de perçage par percussion - Analyse expérimentale, Modélisation et Simulation numérique, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2014. <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-01068269>.

Chapitre 2

Modélisation et simulation thermo- hydrodynamique du bain de fusion

Table des matières

2.1	INTRODUCTION	58
2.2	MODÉLISATION ANALYTIQUE DE LA VAPORISATION	58
2.2.1	RAPPELS THÉORIQUES.....	58
2.2.2	MODÈLE DU PISTON	65
2.2.3	BILAN	71
2.3	DÉFINITION DU MODÈLE NUMÉRIQUE.....	71
2.3.1	HYPOTHÈSES.....	71
2.3.2	ÉQUATIONS DE CONSERVATION	72
2.3.3	GÉOMÉTRIE ET CONDITIONS LIMITES.....	75
2.3.4	CONSIDÉRATIONS NUMÉRIQUES	79
2.4	VÉRIFICATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE.....	79
2.4.1	RAPPELS MÉTHODOLOGIQUES	79
2.4.2	COMPARAISON AVEC LE MODÈLE DU PISTON.....	80
2.4.3	CAS TEST NUMÉRIQUE.....	83
2.4.4	ÉTUDES DE SENSIBILITÉ	88
2.5	CONCLUSION	90
	BIBLIOGRAPHIE	91

2.1 Introduction

L'étude des phénomènes thermo-hydrodynamiques qui règnent dans le bain de fusion lors de la fusion laser sélective est l'objet central de ce manuscrit. Compte-tenu des intensités laser généralement mises en œuvre lors du procédé SLM ($\geq 1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$), cette thématique revient en pratique à étudier comment la vaporisation conditionne l'ILM et l'hydrodynamique du bain de fusion, puisque la pression de recul est le principal moteur des écoulements dans le métal liquide.

On présentera donc dans ce chapitre les travaux de modélisation (via le modèle du piston) et de simulation numérique de la vaporisation induite lors d'une impulsion laser, schématisée sur la Figure 2-1. Cette première étape est un prérequis à la modélisation d'une ligne de fusion, d'abord parce qu'elle permet d'appréhender dans une configuration simplifiée les effets de la pression de recul sur la formation du bain de fusion, ses champs de vitesse et de température, et sa morphologie. Ensuite, d'un point de vue plus pratique, il est souvent très efficace de « roder » un modèle multiphysique complexe dans une configuration simplifiée, avant de l'utiliser dans une configuration plus complète, mais plus coûteuse en ressources numériques. Nous vérifierons enfin le modèle numérique à l'aide d'un cas test développé avec le CEMEF, qui permet de discuter de l'influence du choix de la méthode de suivi d'interface libre sur les résultats physiques obtenus.

2.2 Modélisation analytique de la vaporisation

2.2.1 Rappels théoriques

2.2.1.1 Relation de Clausius-Clapeyron

D'un point de vue thermodynamique, on caractérise le changement de phase d'un corps pur par sa variation d'énergie libre de Gibbs G :

$$dG = Vdp - SdT \quad (2.1)$$

où V est le volume, p la pression, S l'entropie et T la température³. À l'équilibre thermodynamique, les variations d'énergies libres de Gibbs des phases liquide et vapeur s'égalisent :

$$dG_l = dG_v \Rightarrow \frac{dP}{dT} = \frac{S_v - S_l}{V_v - V_l} = \frac{S_v^m - S_l^m}{V_v^m - V_l^m} \quad (2.2)$$

où S_i^m et V_i^m sont respectivement l'entropie et le volume molaire des phases i . Or, l'enthalpie molaire de vaporisation ΔH_v^m s'écrit :

$$\Delta H_v^m = (S_v^m - S_l^m)T = ML_v \quad (2.3)$$

³ Dans la suite du manuscrit, nous supposons cette relation vraie pour les alliages métalliques également.

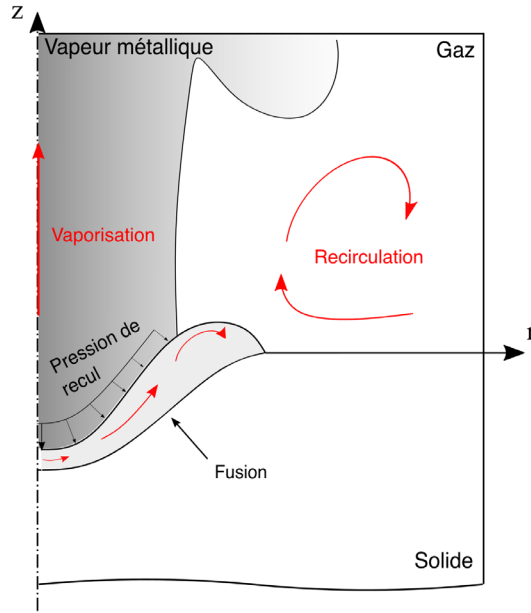


Figure 2-1 Fusion et vaporisation d'une plaque métallique lors d'une impulsion laser.

où M est la masse molaire et L_v est la chaleur latente de vaporisation. De plus, en supposant que $V_v^m \gg V_l^m$ et que la vapeur se comporte comme un gaz parfait, alors on obtient :

$$pV_v^m = RT \quad (2.4)$$

$$\frac{dp}{p} = \frac{ML_v}{R} \frac{dT}{T^2} \quad (2.5)$$

L'équation (2.5) est la relation de Clausius-Clapeyron, qui exprime la pression de vapeur saturante du système en fonction de la température ; c'est-à-dire la pression à laquelle, à température T , les phases liquide et vapeurs sont à équilibre thermodynamique. Ainsi, en intégrant cette relation entre T_s (la température de la surface en cours d'évaporation) et T_v (la température d'ébullition à pression atmosphérique), on obtient :

$$p_{sat}(T_s) = p_{sat}(T_v) \exp \left[\frac{ML_v}{RT_v} \left(1 - \frac{T_v}{T_s} \right) \right] = p_{atm} \exp \left[\frac{ML_v}{RT_v} \left(1 - \frac{T_v}{T_s} \right) \right] \quad (2.6)$$

où p_{sat} est la pression de saturation et p_{atm} est la pression atmosphérique.

Notons qu'il existe des formulations empiriques de la pression de vapeur saturante. En réécrivant la relation de Clausius-Clapeyron sous forme logarithmique, une mesure de l'enthalpie d'évaporation pour différents couples (p, T) permet de déterminer les constantes A , B et C :

$$\log[p_{sat}(T_s)] = A - \frac{B}{T_s} + C \cdot \log(T_s) \quad (2.7)$$

où $C \cdot \log(T_s)$ est un terme correctif qui permet d'obtenir de meilleures corrélations expérimentales.

La Figure 2-1 compare la loi de Clausius-Clapeyron à des lois empiriques obtenues pour le nickel et le titane purs [1,2], et il semble que cette première donne une excellente estimation des valeurs expérimentales, en particulier au voisinage de la pression atmosphérique.

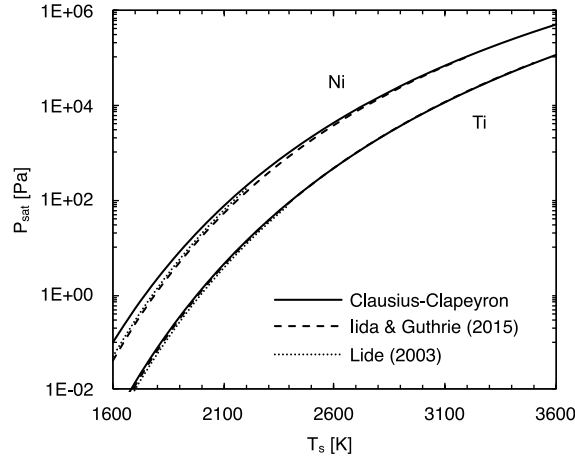


Figure 2-1 Pression de saturation en fonction de la température [1,2].

2.2.1.2 Évaporation hors équilibre

Considérons une interface liquide/vapeur. Au cours de l'évaporation, des particules quittent l'interface côté liquide et rejoignent la phase vapeur. À l'échelle particulaire, on représente ces particules en mouvement à l'aide de la théorie cinétique des gaz, qui associe aux vitesses des particules de gaz une répartition statistique maxwellienne f [3,4] :

$$f = \rho \left(2\pi \frac{RT}{M} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2RT/M} \right) \quad (2.8)$$

avec $\vec{u} = (u, v, w)$ la vitesse des particules. Ainsi, aux particules quittant l'interface liquide, est associée une distribution maxwellienne f^+ (Figure 2-2). Ces particules entrent en collision avec les particules environnantes, et entre elles. En conséquence, une fraction d'entre-elles recondense vers le liquide. On associe donc à ces dernières une distribution maxwellienne f^- .⁴

À l'équilibre thermodynamique, on trouve par définition $T_s^l = T_s^v$ et $p_s^l = p_s^v = p_{sat}$. On obtient donc [4] :

$$f_s^- = f_s^+ = \rho_{sat} \left(2\pi \frac{RT_s}{M} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{u^2 + v^2 + w^2}{2RT_s/M} \right) \quad (2.9)$$

où ρ_{sat} est la masse volumique de saturation : $\rho_{sat}(T_s) = p_{sat}M/RT_s$.

En revanche, en cas d'inégalité des flux de particules à l'interface, il existe une zone hors-équilibre de quelques libres parcours moyens au-dessus de l'interface, appelée couche de Knudsen. À l'échelle macroscopique, cette zone est considérée comme une discontinuité hydro-dynamique, aux propriétés $(\rho_{Kn}, T_{Kn}, p_{Kn}) \neq (\rho_{sat}, T_s, p_{sat})$. Comme précédemment, on définit donc à la sortie de la couche de Knudsen f^{Kn} , telle que [3,4] :

⁴ En réalité, une fraction des particules évaporées se diffuse à travers le gaz ambiant lorsqu'elles entrent en collision avec celui-ci. C'est le régime d'évaporation diffusif. On peut cependant négliger ce mode d'évaporation devant le mode de vaporisation convectif lors des applications laser [3].

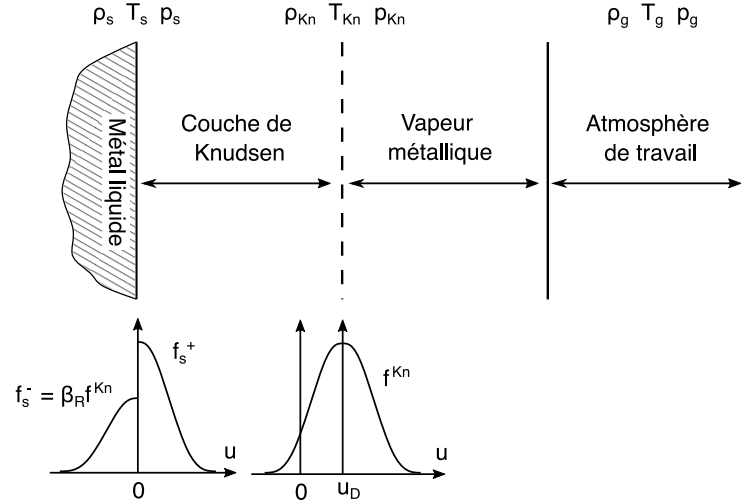


Figure 2-2 Schéma unidimensionnel de la couche de Knudsen. Adapté de [4,5].

$$f^{Kn} = \rho_{Kn} \left(2\pi \frac{RT_{Kn}}{M} \right)^{-3/2} \exp \left[-\frac{(u - u_D)^2 + v^2 + w^2}{2 RT_{Kn}/M} \right] \quad (2.10)$$

où u_D est la vitesse d'entraînement moyenne de la vapeur en sortie de la couche de Knudsen. Cette dernière admet comme solution maximale la célérité locale du son [6] :

$$u_D^{max} = \sqrt{\gamma \frac{RT_{Kn}}{M}} \quad (2.11)$$

avec γ le coefficient adiabatique de la vapeur. À l'interface, on pose finalement le bilan suivant :

$$f_s = \begin{cases} f_s^+, & u > 0 \\ \beta_R f^{Kn}, & u < 0 \end{cases} \quad (2.12)$$

où β_R est le coefficient de rétrodiffusion (ou de recombinaison), c'est-à-dire la fraction des particules de vapeur qui recondense lors de l'interaction avec les particules environnantes. β_R caractérise l'intensité du phénomène de vaporisation et théoriquement, il est compris entre 0 et 1. Plus β_R s'éloigne de 1, plus le processus d'évaporation est intense [6].

Finalement, le flux de masse ablatée et la pression exercée à la surface du bain liquide – les deux grandeurs qui nous intéressent pour appliquer le modèle du piston – se définissent comme [4] :

$$\dot{m} = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_0^{+\infty} u f_s^+ du + \int_{-\infty}^0 u \beta_R f^{Kn} du \right\} dv dw \quad (2.13)$$

$$p_s = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \int_0^{+\infty} u^2 f_s^+ du + \int_{-\infty}^0 u^2 \beta_R f^{Kn} du \right\} dv dw \quad (2.14)$$

où par analyse dimensionnelle, on retrouve les bonnes unités de \dot{m} [$\text{kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$] et de p_s [Pa].

On distingue ensuite trois cas.

a. *Cas 1 : solution simplifiée*

On suppose que $u_D \ll u$ (*i.e.* à haute intensité de vaporisation). Dans ce cas, on montre que le flux d'ablation s'écrit [4]:

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_s}} p_{sat}(T_s) - \beta_R \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_{Kn}}} p_{sat}(T_{Kn}) \quad (2.15)$$

Le premier terme correspond au flux « net » d'évaporation, aussi appelé relation de Hertz-Langmuir. Le second terme correspond quant à lui au flux de particules rétrodiffusées. Les calculs d'Anisimov (1968) [7] montrent que dans cette configuration, β_R atteint une limite inférieure non nulle d'environ 0,18 (*i.e.* 18% des particules évaporées se recondensent). Si on suppose de plus que $f^+ \sim f^{Kn}$ (ce qui revient à supposer que $T_{Kn} = T_s$ et $\rho_{Kn} = \rho_s$), alors l'équation (2.15) se simplifie [4] :

$$\dot{m} = (1 - \beta_R) \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_s}} p_{sat}(T_s). \quad (2.16)$$

Pour la pression à la surface du bain liquide, l'intégration par parties de l'équation (2.14) donne [4] :

$$p_s = \frac{1}{2} [p_{sat}(T_s) + \beta_R p_{sat}(T_{Kn})] \quad (2.17)$$

Idem, en supposant que $f^+ \sim f^{Kn}$, alors l'équation (2.17) devient [4] :

$$p_s = \frac{1}{2} (1 + \beta_R) p_{sat}(T_s) \quad (2.18)$$

Les équations (2.16) et (2.18) que l'on attribue généralement à Samokhin (1990) [6], sont les expressions les plus souvent retenues dans la littérature pour calculer le flux d'ablation et la pression à l'interface. Elles sont relativement faciles à interpréter et simples d'application.

En revanche, ces solutions ne sont pas correctes lorsque $T_s \sim T_v$. En effet, expérimentalement on observe que la vaporisation débute lorsque $T_s \geq T_v$ [8], impliquant qu'à $T_s = T_v$, $\dot{m} = 0$ et $p_s = p_{atm}$. Pourtant, les équations (2.16) et (2.18), tracées sur les Figure 2-3(a) et Figure 2-3(b) respectivement, donnent $\dot{m} > 0$ et $p_s < p_{atm}$ lorsque $T_s < T_v$, ce qui n'est pas consistant physiquement.

Pour corriger cette incohérence, il y a deux options : soit on reconstruit mathématiquement p_s et \dot{m} au voisinage de T_v , soit on résout complètement les équations (2.13) et (2.14).

b. *Cas 2 : solution intermédiaire*

On reconstruit mathématiquement p_s et \dot{m} au voisinage de T_v , pour que les nouvelles solutions

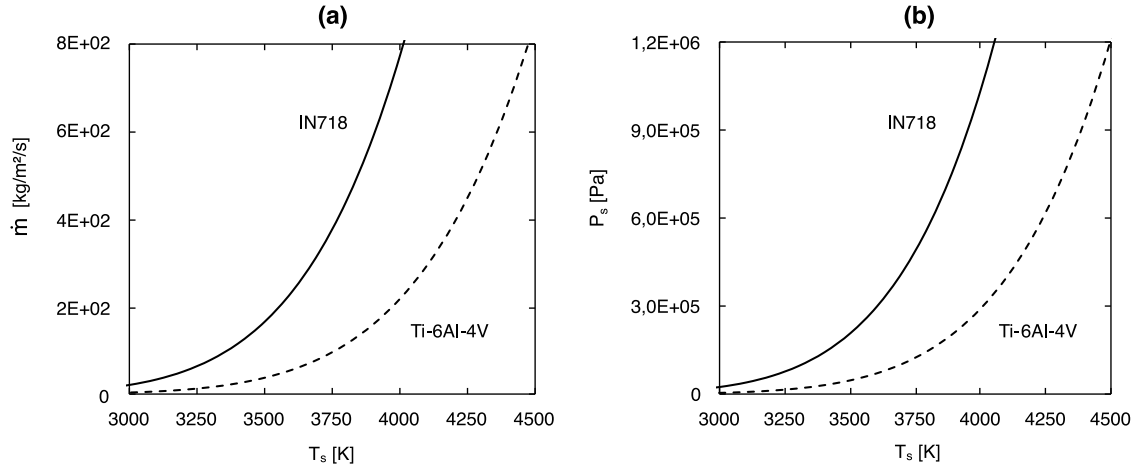


Figure 2-3 (a) Flux d'ablation et (b) pression de recul pour les alliages IN718 et Ti64, pour lesquels T_v vaut respectivement 3188 K et 3558 K [1,2].

respectent les conditions limites physiques. Théoriquement, la pression totale appliquée à la surface de bain liquide la somme des pressions partielles du gaz et de recul [8] :

$$p_s = p_g + p_{rec} \quad (2.19)$$

Lorsque $T_s \leq T_v$, la vaporisation n'a pas commencé, donc $p_{rec} = 0$ et $p_s = p_g = p_{atm}$. En revanche, lorsque $T_s \gg T_v$, la vaporisation est si intense que les atomes de vapeur métallique chassent les atomes de gaz ambiant au-dessus de la zone irradiée, si bien que $p_g \rightarrow 0$. D'où, $p_s \approx p_{rec}$.

Enfin, entre ces deux régimes limites, $0 < p_g < p_{atm}$, et p_g dépend de l'intensité du processus de vaporisation. En somme, p_s prend la forme suivante :

$$p_s = \begin{cases} p_{atm}, & T_s \leq T_1 \\ aT_s^3 + bT_s^2 + cT_s + d, & T_1 < T_s \leq T_2 \\ \frac{1}{2}(1 + \beta_R)p_{sat}(T_s), & T_s > T_2 \end{cases} \quad (2.20)$$

où T_1 et T_2 sont deux températures qui bornent le régime de vaporisation intermédiaire, avec théoriquement $T_1 \geq T_v$ et $T_2 \gg T_v$. La même méthode peut être appliquée pour corriger l'expression du flux d'ablation.

Cette démarche a été proposée par Pang et *al.* (2015) [9]. Ils préconisent de choisir T_1 et T_2 tels que l'intervalle $[T_1, T_2]$ soit centré sur une température T_3 , à laquelle la courbe $p_s = p_{atm}$ intersecte la courbe $p_s = p_{rec}$ (Figure 2-4). Deuxièmement, ils recommandent que $(T_2 - T_1)$ n'excède pas 10% de T_3 .

c. Cas 3 : solution complète

On résout complètement les équations (2.13) et (2.14). Les lois de passage à travers la couche de Knudsen (les ratios T_{Kn}/T_s , ρ_{Kn}/ρ_s et p_{Kn}/p_s , ainsi que β_R) sont établies en résolvant la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie à travers la couche de Knudsen [3,10] :

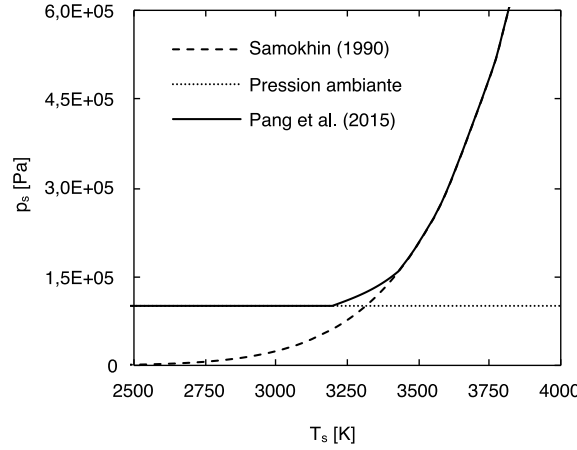


Figure 2-4 Reconstruction de la pression de recul d'après la méthode de Pang [9]. Dans cet exemple, $T_1 = 3200$ K, $T_2 = 3432$ K, $T_3 = 3315$ K.

$$\frac{T_{Kn}}{T_s} = \left[\sqrt{1 + \pi \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{\sqrt{\Phi_{Kn}}}{2} \right)^2} - \sqrt{\pi} \cdot \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \cdot \frac{\sqrt{\Phi_{Kn}}}{2} \right]^2 \quad (2.21)$$

$$\frac{\rho_{Kn}}{\rho_{sat}} = \sqrt{\frac{T_s}{T_{Kn}}} \cdot \left[\frac{1}{2} (2\Phi_{Kn} + 1) \cdot \exp(\Phi_{Kn}) \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\Phi_{Kn}}) - \sqrt{\frac{\Phi_{Kn}}{\pi}} \right] + \frac{1}{2} \frac{T_s}{T_{Kn}} \cdot \left[1 - \sqrt{\pi \Phi_{Kn}} \cdot \exp(\Phi_{Kn}) \cdot \operatorname{erfc}(\sqrt{\Phi_{Kn}}) \right] \quad (2.22)$$

$$\beta_R = 1 - \sqrt{2\pi\gamma} \cdot Ma_{Kn}(T_s) \cdot \frac{\rho_{Kn}}{\rho_s} \cdot \sqrt{\frac{T_{Kn}}{T_s}} \quad (2.23)$$

où Φ_{Kn} est une fonction du nombre de Mach en sortie de la couche de Knudsen :

$$\Phi_{Kn} = \frac{\gamma}{2} Ma_{Kn}^2(T_s) \quad (2.24)$$

Le ratio p_{Kn}/p_{sat} , se déduit des équations (2.21)-(2.22) et de la loi des gaz parfaits. Les détails du calcul ne sont pas présentés ici, mais la démarche exhaustive est traitée entre autres par Knight (1979) [3], Ytrehus et Østmo (1996) [5], Klassen et al. (2014) [10] et Wang et al. (2020) [11].

Ensuite, par intégration des équations (2.13) et (2.14), on obtient :

$$\dot{m} = \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_s}} p_{sat}(T_s) + \beta_R \sqrt{\frac{M}{2\pi RT_{Kn}}} p_{sat}(T_{Kn}) \left[\sqrt{\pi} \Phi_{Kn} \operatorname{erfc}(\Phi_{Kn}) - \exp(-\Phi_{Kn}^2) \right] \quad (2.25)$$

$$p_s = \frac{1}{2} p_{sat}(T_s) + \beta_R p_{sat}(T_{Kn}) \left[\left(\Phi_{Kn}^2 + \frac{1}{2} \right) \operatorname{erfc}(\Phi_{Kn}) - \frac{\Phi_{Kn}}{\sqrt{\pi}} \exp(-\Phi_{Kn}^2) \right] \quad (2.26)$$

Les équations (2.25) et (2.26) ressemblent respectivement aux équations (2.16) et (2.18), mais leurs seconds termes sont pondérés par des fonctions du nombre de Mach Ma_{Kn} . L'utilisation de ces lois est donc rendue plus difficile puisqu'il est nécessaire de calculer la fonction $Ma_{Kn}(T_s)$. Ceci

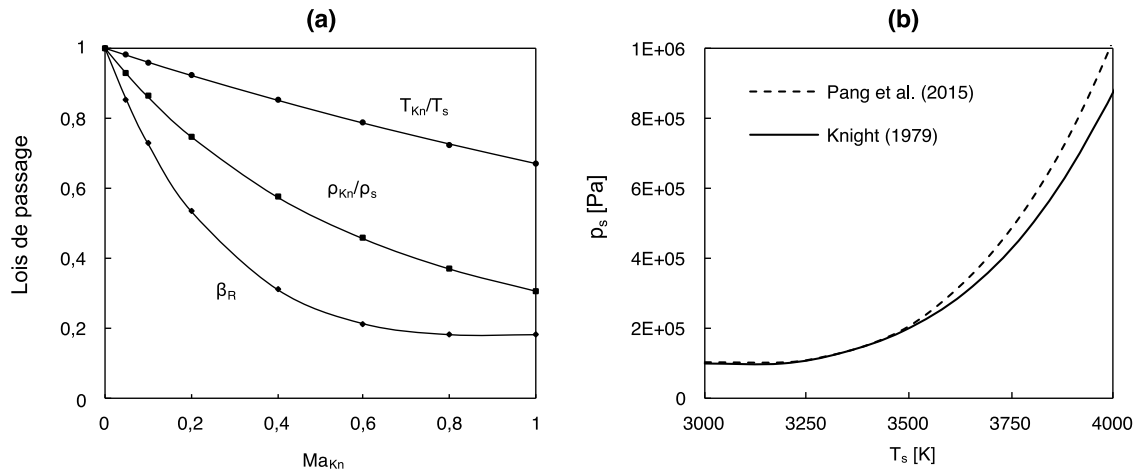


Figure 2-5 (a) Lois de passage à travers la couche de Knudsen calculées par Knight [3]. (b) Comparaison des pressions de recul calculées par les méthodes de Knight [3] et de Pang et al. [9].

suppose de résoudre tout l'écoulement, au-delà de la couche de Knudsen. Ce travail a été réalisé entre autres par Knight [3], et les lois de passage qu'il tabule sont reproduites sur la Figure 2-5.

Sur la Figure 2-5(a), on retrouve bien la limite inférieure du coefficient de recombinaison calculée par Anisimov [7] – égale à 0,18 environ. Ensuite, on remarque que le ratio T_{Kn}/T_s décroît linéairement avec le nombre de Mach, tandis que le ratio ρ_{Kn}/ρ_{sat} décroît beaucoup plus vite, si bien qu'à haute intensité de vaporisation, l'impact de la discontinuité hydrodynamique sur les écoulements n'est plus négligeable. En conséquence, l'hypothèse $f^+ \sim f^{Kn}$ formulée dans les cas 1 et 2 ne tient plus. Cette dernière remarque se vérifie sur la Figure 2-5(b), où les pressions de recul calculées via les méthodes de Pang [9] et de Knight [3] sont comparées. On montre que les deux modèles convergent entre T_v et T_2 , mais que celui de Pang [9] surestime la pression de recul par rapport au modèle de Knight [3] au-delà de T_2 .

Dans la suite du manuscrit, sauf mention contraire, nous privilégierons donc la solution analytique « complète », que nous calculerons à partir des travaux de Knight [3].

2.2.2 Modèle du piston

Nous venons de rappeler les bases théoriques du phénomène de vaporisation hors équilibre, qui survient lorsqu'un échantillon d'alliage métallique est irradié par un laser de puissance. À partir de ces outils mathématiques, on peut désormais étudier plus pragmatiquement l'influence de la vaporisation lors d'un tir laser statique sur pleine tôle. C'est l'application du modèle du « piston ».

2.2.2.1 Mise en équation

Considérons une cellule liquide cylindrique irradiée par un faisceau laser top-hat (Figure 2-6). La cellule a une épaisseur δ_l , un rayon R_L (égal au rayon du faisceau laser), et ses surfaces inférieure et supérieure sont à température T_{liq} et $T_s > T_v$ homogènes. Dans cette configuration, le front de vaporisation progresse dans le liquide à vitesse V_v (la vitesse de vaporisation) et la pression de recul a un double effet : (1) éjecter latéralement le métal liquide hors de la zone d'interaction à vitesse V_l (la vitesse d'éjection) et (2) faire progresser la cellule liquide dans le métal solide à vitesse V_d (la vitesse de perçage). Ajoutons à cela quatre hypothèses :

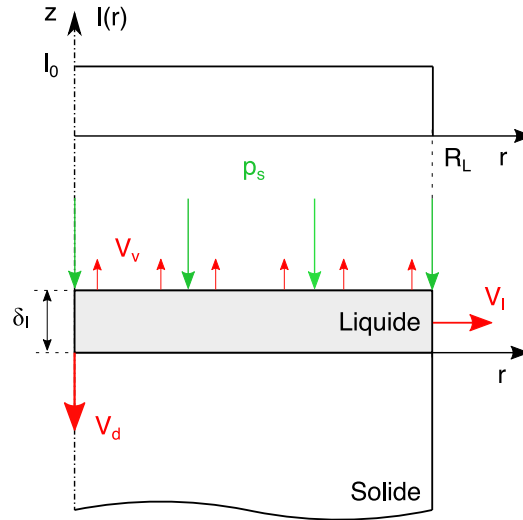


Figure 2-6 Schéma du modèle du piston. On voit l'analogie avec la Figure 2-1.

- Le liquide est non visqueux : $\mu = 0$ Pa.s.
- L'interface liquide/gaz est toujours horizontale.
- On néglige la tension de surface devant la pression de recul.
- Il n'y a pas d'effet Marangoni.

L'étude de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie de cette cellule en régime stationnaire est réalisée par le modèle du piston. Cette approche a été initialement proposée par Von Allmen (1976) [12], mais elle a surtout été développée et formalisée par Semak et Matsunawa (1997) [13]. Plus récemment, le modèle a été repris et corrigé par Hirano (2012) [14], et c'est à cette dernière version que nous ferons référence dans ce manuscrit.

a. Étude de la conservation de la masse

Au régime stationnaire, il y a un équilibre entre d'un côté, la masse de solide entrant dans la cellule liquide, et de l'autre côté, la somme des masses de liquide éjecté et évaporé :

$$\rho_s(\pi R_L^2)V_d = \rho_l(2\pi R_L)\delta_l V_l + \rho_l(\pi R_L^2)V_v \quad (2.27)$$

où ρ_i est la masse volumique des phases i . L'épaisseur de la cellule liquide s'exprime comme [14] :

$$\delta_l = \frac{\alpha_l}{V_d} \ln \left\{ 1 + \frac{\rho_l c_p^l (T_s - T_{liq})}{\rho_s [c_p^s (T_{liq} - T_0) + L_m]} \right\} \quad (2.28)$$

où c_p^i est la capacité thermique massique des phases i , $\alpha_l = k_l/\rho_l c_p^l$ est la diffusivité thermique du liquide, et k_l est la conductivité thermique du liquide.

En substituant l'expression de δ_l dans l'équation (2.27), on obtient une équation du second degré en V_d , qui après résolution donne :

$$V_d = \frac{b + \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} a = \rho_s R_L \\ b = \rho_l R_L V_v \\ c = -2\rho_l V_l \alpha_l \ln \left\{ 1 + \frac{\rho_l c_p^l (T_s - T_{liq})}{\rho_s [c_p^s (T_{liq} - T_0) + L_m]} \right\} \end{cases} \quad (2.29)$$

Ensuite, la vitesse de vaporisation V_v s'exprime comme le rapport entre le flux d'ablation \dot{m} et la masse volumique du liquide :

$$V_v = \frac{\dot{m}}{\rho_l} \quad (2.30)$$

Notez qu'on utilisera ici l'expression simplifiée de \dot{m} ; nous verrons plus tard que le modèle du piston n'admet pas de solution lorsque $T_s < T_v$. Enfin, on déduit V_l du bilan de quantité de mouvement.

b. Étude de la conservation de la quantité de mouvement

En posant le théorème de Bernoulli dans le repère de la cellule liquide, le long d'une ligne de courant allant de la surface supérieure de la cellule jusqu'au bord de celle-ci, on obtient :

$$p_s = \frac{1}{2} \rho_l V_l^2 + p_{atm} \quad (2.31)$$

$$V_l = \sqrt{\frac{2(p_s - p_{atm})}{\rho_l}} \quad (2.32)$$

On pourrait ajouter au théorème de Bernoulli un terme dissipatif lié à la viscosité du liquide, comme l'a fait Mas (2003) [4]. Cependant, les travaux de Girardot (2014) [15] montrent que les pertes de charge visqueuses sont négligeables devant la pression de recul.

De même que pour \dot{m} , on utilisera ici l'expression simplifiée de p_s . Puisque $V_l \propto (p_s - p_{atm})^{1/2}$, le modèle du piston impose naturellement une température minimale $T_s > T_v$ telle que $p_s \geq p_{atm}$.

c. Étude de la conservation de l'énergie

On ferme le système en résolvant l'équation de conservation de l'énergie :

$$P_{abs} = P_{conv} + P_{vap} + P_{cond} \quad (2.33)$$

où P_{abs} est la puissance laser absorbée par la cellule liquide, P_{conv} est la puissance évacuée par convection hors de la cellule, P_{vap} est la puissance évacuée par vaporisation et P_{cond} est la puissance évacuée par conduction dans le solide.

P_{abs} , P_{conv} , P_{vap} et P_{cond} s'expriment respectivement comme [14] :

$$\begin{cases} P_{abs} = A_0 P_L = A_0 I_0 (\pi R_L^2) \\ P_{conv} = \rho_l (2\pi R_L) \delta_l V_l \left[c_p^s (T_l - T_0) + L_m + c_p^l \left(\frac{T_s + T_{liq}}{2} - T_{liq} \right) \right] \\ P_{vap} = \rho_l (\pi R_L^2) V_v \left[c_p^s (T_l - T_0) + L_m + c_p^l (T_s - T_{liq}) + L_v \right] \\ P_{cond} = \rho_s (\pi R_L^2) c_p^s (T_{liq} - T_0) f(Pe) \end{cases} \quad (2.34)$$

où A_0 est l'absorbance normale du matériau, P_L et I_0 sont respectivement la puissance et l'irradiance incidente du laser, T_0 est la température initiale, L_m est la chaleur latente de fusion, T_{liq} est la température du liquidus. De plus, Pe est le nombre de Péclet lié à la vitesse de pénétration du liquide dans le solide :

$$Pe = \frac{R_0 V_d}{\alpha_s} \quad (2.35)$$

Enfin, la fonction $f(Pe)$ est estimée par Hirano [14] comme :

$$f(Pe) = 4Pe^{-0.84} \quad (2.36)$$

d. Procédure d'application

Le problème étant posé, il faut maintenant suivre les quatre étapes suivantes pour se servir du modèle du piston :

- 1) Formuler une hypothèse sur la valeur de T_s .
- 2) Calculer $p_{sat}(T_s)$ et $p_s(T_s)$ via les équations (2.6) et (2.18) respectivement.
- 3) En déduire V_v , V_l puis V_d via les équations (2.30), (2.32) et (2.29) respectivement.
- 4) Calculer P_{conv} , P_{vap} et P_{cond} pour en déduire P_{abs} via le système d'équations (2.34).

On peut également prendre le problème dans l'autre sens, c'est-à-dire imposer une puissance incidente P_L et calculer la température T_s qui satisfait l'équation de conservation de l'énergie. Ainsi, il est possible d'exprimer tous les paramètres du problème (T_s , V_d , V_v , V_l et δ_l), en fonction des paramètres du procédé (P_L et R_L) et des propriétés thermophysiques de l'alliage considéré (A_0 , k , ρ , c_p , T_{liq} , T_v , L_m , et L_v).

2.2.2.2 Cas d'application : $R_L = 50 \mu\text{m}$, $I_{abs} \in [0,5; 12] \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$

Appliquons le modèle du piston à un tir statique sur pleine tôle, avec un spot laser de diamètre $100 \mu\text{m}$ ($R_L = 50 \mu\text{m}$), pour une gamme d'irradiance absorbée allant de $0,5 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ à $12 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, et pour deux alliages métalliques, l'IN718 et le Ti64. Nous avons choisi ici un spot de $100 \mu\text{m}$ de diamètre qui correspond à la dimension caractéristique des faisceaux laser en SLM. En revanche nous

balayons une gamme d'irradiance absorbée plus large que celle typiquement rencontrée en SLM, afin d'étudier différents régimes d'interaction. Les propriétés thermophysiques utilisées dans cet exemple sont données dans le Tableau 2-1. Notez que par simplification, les propriétés thermo-dépendantes de ces alliages (cf. Annexe 2) ne seront utilisées que dans les modèles 3D présentés au Chapitre 5.

Tableau 2-1 Propriétés thermophysiques utilisées pour le modèle du piston.

Propriété [unité]	IN718	Ti64	Réf.
A_0 Absorbance normale [-]	0,3	0,39	[16,17]
c_p Chaleur spécifique [$J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$]	680	740	[18]
k Conductivité thermique [$W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}$]	26,9	27	[18]
L_m Chaleur latente de fusion [$J \cdot kg^{-1}$]	$2,70 \cdot 10^5$	$2,86 \cdot 10^5$	[18]
L_v Chaleur latente de vaporisation [$J \cdot kg^{-1}$]	$6,29 \cdot 10^6$	$8,90 \cdot 10^6$	[2]
M Masse molaire [$g \cdot mol^{-1}$]	59,47	47,87	[18]
T_{sol} / T_{liq} Température de solidus / liquidus [K]	1433/1609	1878/1923	[18]
T_v Température de vaporisation [K]	3188	3558	[2]
α Diffusivité thermique [$m^2 \cdot s^{-1}$]	$5,02 \cdot 10^{-6}$	$8,37 \cdot 10^{-6}$	-
μ Viscosité dynamique [Pa.s]	$2,0 \cdot 10^{-3}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$	[18]
ρ Masse volumique [$kg \cdot m^{-3}$]	7886	4200	[18]
σ Tension de surface [$N \cdot m^{-1}$]	1,8	1,38	[18,19]
$\frac{\partial \sigma}{\partial T}$ Coefficient thermocapillaire [$mN \cdot m^{-1}$]	-0,11	-0,31	[18,19]

La Figure 2-7 donne en fonction de l'irradiance absorbée, (a) le bilan de puissance échangée (*i.e.* la répartition de P_{abs} échangée en P_{conv} , P_{vap} et P_{cond}), (b) la température du front de vaporisation, (c) l'épaisseur de la cellule liquide et les vitesses (d) d'éjection, (e) de perçage et (f) de vaporisation. Indépendamment du matériau testé, on distingue trois régimes d'interaction laser-matière. La gamme d'irradiance surlignée en bleu correspond au procédé SLM.

Tout d'abord, entre $0,5 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, la puissance incidente est principalement évacuée par conduction dans le solide. Ce régime est caractérisé par une température comparable au point d'ébullition [Figure 2-7(b)], une épaisseur du bain de fusion de plusieurs dizaines voire une centaine de micromètres [Figure 2-7(c)] et des vitesses d'éjection, de perçage et de vaporisation nulles ou quasi nulles [Figure 2-7(d)-(f)]. Il s'agit en fait du régime dit « conductif », où la vaporisation existe puisque $T_s > T_v$, mais dont les effets ne déterminent ni l'hydrodynamique ni la thermique du bain de fusion. Dans notre étude, ce régime est relativement marginal puisqu'on ne l'observe qu'entre $0,5 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$. P_{cond} chute en effet très vite en-dessous de 40% des échanges.

On trouve ensuite entre $1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $10 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, un second régime que nous qualifierons de régime de « conduction forcée » [20]. Ce régime est caractérisé par la domination de la convection dans le bain liquide, devant les deux autres processus d'évacuation de la chaleur.

Pour les deux matériaux, jusqu'à 70% de la puissance incidente est évacuée par convection [Figure 2-7(a)]. On distingue deux phases à l'intérieur de ce régime. La première entre $1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et $3 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, où les pertes par conduction, bien que décroissantes, restent supérieures aux pertes par vaporisation. Ensuite à $3 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, un croisement s'opère entre ces deux contributions, et P_{vap} augmente jusqu'à égaliser P_{conv} .

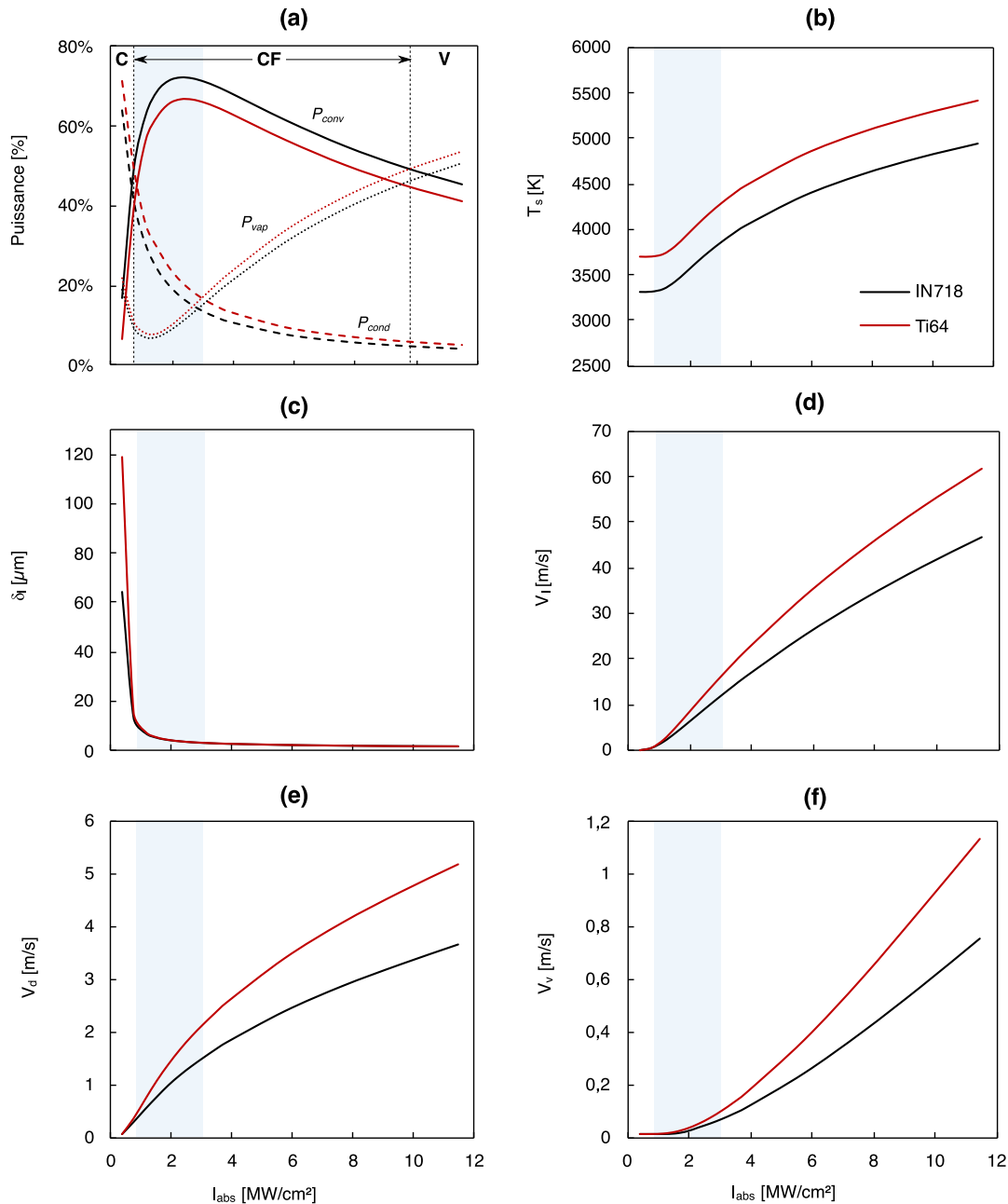


Figure 2-7 Résultats du modèle du piston pour les alliages IN718 et Ti64. (a) Bilan de puissance échangée, (b) température du front de vaporisation, (c) épaisseur de la cellule liquide, (d)-(f) vitesses d'éjection latérale, de perçage et de vaporisation. C, CF et V désignent les régimes de conduction, de conduction forcée et de vaporisation respectivement.

Aussi, à irradiance absorbée donnée, on trouve $T_s^{Ti64} > T_s^{IN718}$ car l'absorbance du Ti64 est 30% plus élevée que celle de l'IN718, et que sa masse volumique est près de deux fois inférieure. On a vu sur la Figure 2-3 qu'à température égale, la vaporisation était plus intense sur IN718 que sur Ti64. Cependant, ici T_s^{Ti64} dépasse suffisamment T_s^{IN718} pour qu'à irradiance absorbée donnée, la situation inverse se produise. On trouve donc que $V_l^{Ti64} > V_l^{IN718}$, $V_d^{Ti64} > V_d^{IN718}$ et $V_v^{Ti64} > V_v^{IN718}$.

Notez également qu'en régime conductif $\delta_l^{Ti64} > \delta_l^{IN718}$ (puisque la diffusivité thermique du Ti64 est 70% supérieure à celle de l'IN718). Cependant, ces grandeurs convergent ensuite vers des valeurs similaires durant le régime de conduction forcée car la vitesse de perçage augmente avec l'irradiance absorbée [équation (2.28)].

Troisièmement, au-delà de $10 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, le régime est dit « évaporatif ». Les pertes par vaporisation égalisent et dépassent les pertes par convection, et les pertes par conduction deviennent négligeables devant ces deux premières. Par exemple à $I_{abs} = 11,5 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, P_{vap} , P_{melt} et P_{cond} représentent respectivement 51%, 45% et 4% des échanges thermiques. Ce régime est également caractérisé par des épaisseurs de bain de fusion très faibles, de l'ordre du micromètre.

2.2.3 Bilan

Le modèle du piston appliqué dans une configuration de SLM « statique » confirme que la pression de recul est le principal moteur des écoulements dans le bain de fusion, en quantifiant à plus de 60% la puissance évacuée par convection hors de la cellule. Le modèle du piston donne également les ordres de grandeurs de cinq paramètres qui caractérisent le bain de fusion dans ce régime :

Tableau 2-2 Ordres de grandeur de cinq paramètres en régime de conduction forcée.

Paramètre [unité]	IN718	Ti64
T_s [K]	3188 – 3900	3558 – 4300
δ_l [μm]	3 – 10	3 – 10
V_l [m/s]	0 – 15	0 – 20
V_d [m/s]	0 – 1,5	0 – 2
V_v [m/s]	0 – 0,1	0 – 0,1

Si le modèle du piston est relativement facile à implémenter (un tableur suffit), il présente en revanche deux inconvénients. Premièrement, il ignore certains phénomènes physiques tels que la déformation de l'interface liquide/gaz sous l'action de la pression de recul, de la tension de surface et de la contrainte thermocapillaire. Notre modèle numérique sera à même de décrire ces phénomènes, et une comparaison des deux approches permettra d'estimer dans quelle mesure ces simplifications sont préjudiciable à la caractérisation de l'hydrodynamique du bain de fusion. Enfin, et c'est le plus important, le modèle du piston ne donne que l'état stationnaire du bain de fusion, mais ne permet pas de décrire sa dynamique de formation. C'est en cela que la modélisation numérique apporte une valeur ajoutée dans l'étude de l'hydrodynamique du bain de fusion.

2.3 Définition du modèle numérique

2.3.1 Hypothèses

Nous nous plaçons dans une configuration semblable au modèle du piston. Une plaque métallique est irradiée à l'aide d'un faisceau laser focalisé et immobile. Tout comme le modèle du piston donc, on suppose que le problème possède une symétrie cylindrique, autour du l'axe du faisceau laser. De plus, on se place dans une configuration telle que l'interface liquide/gaz est faiblement déformée, si bien qu'on peut ignorer le phénomène de « piégeage de faisceau », traité dans le Chapitre 4.

Le modèle numérique est présenté ici dans sa version la plus complète, avec les équations qui

régissent à la fois les écoulements dans le bain de fusion et dans la vapeur métallique. Cependant, comme ce chapitre est dédié à l'hydrodynamique du bain de fusion, seuls les résultats concernant le bain de fusion seront présentés. Une description des écoulements dans la vapeur métallique sera présentée au Chapitre 5, à travers l'étude du phénomène de dénudation.

2.3.2 Équations de conservation

2.3.2.1 Conservation de l'énergie

On résout l'équation de la chaleur dans les domaines métallique et gazeux :

$$\rho c_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho c_p \vec{v} \cdot (T\vec{u}) = \vec{v} \cdot (k\vec{\nabla}T) \quad (2.37)$$

avec c_p , k et ρ respectivement la chaleur spécifique, la conductivité thermique et la masse volumique. Le domaine métallique étant incompressible, le terme $\rho c_p \vec{v} \cdot (T\vec{u})$ devient $\rho c_p (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}T)$.

Pour prendre en compte la chaleur latente de fusion, nous introduisons une chaleur spécifique équivalente. Ainsi, on exprime l'enthalpie massique h d'un mélange pâteux (solide-liquide) comme la moyenne pondérée des enthalpies massiques des phases solide et liquide :

$$h_{pât} = (1 - f_{liq})h_s + f_{liq}h_l \quad (2.38)$$

où f_{liq} est la fraction de liquide. Si on suppose que les phases solides et liquides sont incompressibles, alors on définit la chaleur spécifique comme :

$$c_p = \frac{\partial h}{\partial T} \quad (2.39)$$

En substituant l'expression de h dans l'équation (2.39), on obtient donc :

$$c_{p,pât} = (1 - f_{liq}) \frac{\partial h_s}{\partial T} + f_{liq} \frac{\partial h_l}{\partial T} + (h_l - h_s) \frac{\partial}{\partial T} \{f_{liq}\}. \quad (2.40)$$

Ensuite, en posant $c_{p,s} = \partial h_s / \partial T$, $c_{p,l} = \partial h_l / \partial T$ et $(h_l - h_s) = L_m$, l'équation (2.40) devient :

$$c_{p,pât} = (1 - f_{liq})c_{p,s} + f_{liq}c_{p,l} + L_m \frac{\partial f_{liq}}{\partial T} \quad (2.41)$$

Enfin, on pose la chaleur spécifique équivalente c_p^{eq} :

$$c_p^{eq} = \begin{cases} c_{p,s}, & T < T_{sol} \\ (1 - f_{liq})c_{p,s} + f_{liq}c_{p,l} + L_m \frac{\partial f_{liq}}{\partial T}, & T_{sol} \leq T < T_{liq} \\ c_{p,l}, & T \geq T_{liq} \end{cases} \quad (2.42)$$

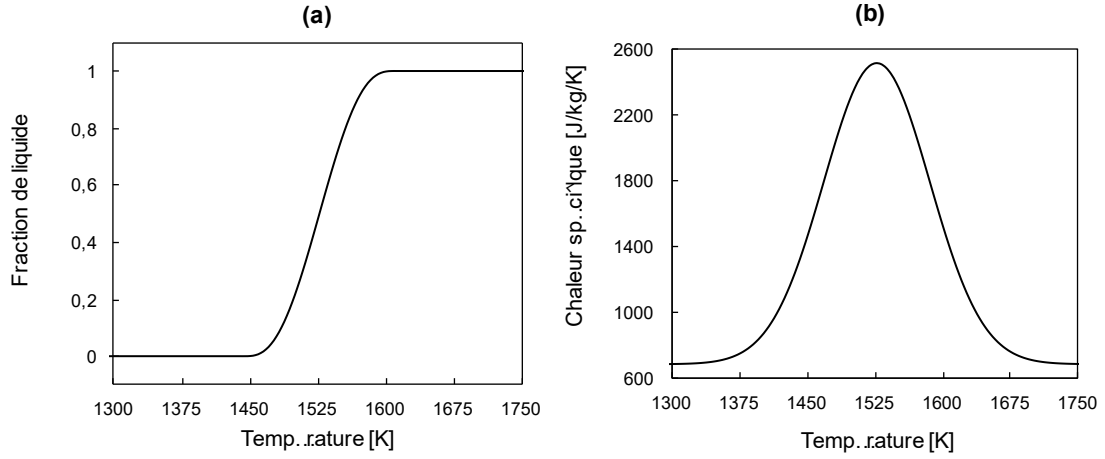


Figure 2-2 (a) Évolution de la fraction de liquide en fonction de la température. (b) Évolution de chaleur spécifique équivalente en fonction de la température.

où T_{sol} et T_{liq} sont respectivement les températures du solidus et du liquidus.

À défaut de connaître le chemin de solidification dans les conditions du procédé étudié, on suppose en général que celui-ci suit une loi de Heaviside lissée, sur l'intervalle de changement de phase ΔT [21] [Figure 2-2(a)]. Avec cette hypothèse, on peut approximer l'équation (2.41) par :

$$c_{p,pât} = (1 - f_{liq})c_{p,s} + f_{liq}c_{p,l} + \frac{L_m}{\sqrt{\pi\Delta\tilde{T}^2}} \exp\left[-\frac{(T - T_m)^2}{\Delta\tilde{T}^2}\right] \quad (2.43)$$

où $T_m = (T_{liq} + T_{sol})/2$ et $\Delta\tilde{T}$ est un intervalle de température centré sur T_m . Enfin, si on suppose que les propriétés thermophysiques du solide et du liquide sont égales et constantes, alors l'équation (2.42) se simplifie davantage :

$$c_p^{eq} = c_p + \frac{L_m}{\sqrt{\pi\Delta\tilde{T}^2}} \exp\left[-\frac{(T - T_m)^2}{\Delta\tilde{T}^2}\right] \quad (2.44)$$

On suit les recommandations de Bonacina et *al.* (1973) [22] en posant $\Delta\tilde{T} = 0,5\Delta T$ [Figure 2-2(b)].

2.3.2.2 Équations de Navier-Stokes

On suppose que le métal liquide et le gaz environnant sont des fluides Newtoniens et que l'écoulement dans ces milieux est laminaire. Dans ce cas, on calcule le champ de vitesse dans ces milieux à l'aide des équations de Navier-Stokes, *i.e.* les équations de conservation de la masse (2.45) et de la quantité de mouvement (2.46) :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (2.45)$$

$$\rho \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \left\{ -pI + \mu \left[\vec{\nabla} \vec{u} + (\vec{\nabla} \vec{u})^T \right] - \frac{2}{3} \mu (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) I \right\} + \vec{f}_v \quad (2.46)$$

avec μ la viscosité dynamique et \vec{f}_v un terme de force volumique qui diffère selon les phases. Le gaz et la vapeur métallique sont supposés compressibles, tandis que le métal liquide est supposé incompressible. Pour ce dernier, les équations (2.45) et (2.46) se réduisent donc à :

$$\vec{v} \cdot \vec{u} = 0 \quad (2.47)$$

$$\rho_l \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho_l (\vec{u} \cdot \vec{v}) \vec{u} = \vec{v} \cdot \left\{ -pI + \mu_l \left[\vec{v} \vec{u} + (\vec{v} \vec{u})^T \right] \right\} + \vec{f}_v^l \quad (2.48)$$

La transition solide-liquide est modélisée via un terme de Darcy [23]:

$$\vec{f}_v^l = -\frac{\mu_l}{K} \vec{u} \quad (2.49)$$

où K est la perméabilité hydrodynamique de la zone pâteuse.

Pour comprendre l'équation (2.49), il faut considérer la zone pâteuse d'un alliage métallique comme une structure poreuse, constituée d'une matrice solide – *i.e.* la structure de solidification (dendrites, cellules...) – dans laquelle circule le métal liquide. Plus la perméabilité est grande (plus la structure poreuse laisse circuler le fluide à travers elle), moins le champ de vitesse est pénalisé. La perméabilité de la zone pâteuse doit donc dépendre d'une grandeur caractéristique (comme l'espacement inter-dendritique ou intercellulaire en fonction du type de solidification attendu) et de la fraction de liquide.

L'un des modèles de perméabilité couramment employé dans le domaine de la solidification des alliages métalliques est l'équation de Kozeny-Carman [23] :

$$K = \frac{d_g^2}{180} \cdot \frac{f_{liq}^3 + C_2}{(1 - f_{liq})^2} \quad (2.50)$$

avec d_g une dimension caractéristique de la structure de solidification et C_2 une constante infinitésimale destinée à éviter la division par 0. Cette équation est obtenue en supposant que la structure poreuse se comporte comme un empilement de sphères de diamètre d_g [24]. On retrouve bien avec cette loi que plus la structure de solidification est fine, plus l'écoulement du fluide est pénalisé. Aussi, on trouve que dans le liquide ($f_{liq} = 1$), $\|\vec{f}_v^l\| = 0$ et l'écoulement n'est pas pénalisé. À l'inverse dans le solide ($f_{liq} = 0$), $K \rightarrow 0$ donc $\|\vec{f}_v^l\| \rightarrow \infty$ et l'écoulement est « infiniment » pénalisé.

Les équations (2.49) et (2.50) donnent donc une interprétation physique de la pénalisation de l'écoulement du fluide dans la zone pâteuse. Cependant, on peut aussi voir ce jeu d'équations comme une simple méthode de pénalisation numérique. Dans ce cas, les relations (2.49)-(2.50) deviennent :

$$\vec{f}_v^l = -C_1 \frac{(1 - f_{liq})^2}{f_{liq}^3 + C_2} \vec{u} \quad (2.51)$$

où C_1 et C_2 sont désormais deux constantes numériques, sans signification physique, que l'on règle de

façon à pénaliser l'écoulement du fluide dans la zone pâteuse, tout en assurant une stabilité de la méthode numérique. Dans la suite du manuscrit, on retiendra l'équation (2.51). On fixe C_1 et C_2 à 10^6 et 10^{-6} respectivement, et on étudie la sensibilité du modèle dans le paragraphe 2.4.4.2.

Enfin côté gaz, la force volumique est tout simplement la gravité :

$$\vec{f}_v^g = \rho_v \vec{g} \quad (2.52)$$

avec ρ_v la masse volumique du mélange vapeur-gaz, qui s'exprime en fonction de la masse molaire moyenne \tilde{M} du mélange gazeux, qui dépend de la fraction massique locale de vapeur métallique :

$$\rho_{gas} = \frac{p\tilde{M}}{RT}. \quad (2.53)$$

2.3.2.3 Transport de vapeur métallique

Le transport d'espèces métalliques dans le gaz environnant est modélisé via la loi de Fick :

$$\rho \frac{\partial w_v}{\partial t} + \rho(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})w_v = \vec{\nabla} \cdot (\rho D_{vg} \vec{\nabla} w_v) \quad (2.54)$$

où w_v est la fraction massique de vapeur métallique et D_{vg} est la diffusivité massique de la vapeur métallique dans le gaz ambiant.

2.3.3 Géométrie et conditions limites

2.3.3.1 Originalité du traitement géométrique

Le domaine de calcul est représenté en Figure 2-3. Il est composé d'un domaine gazeux et d'un domaine métallique (substrat), et le suivi de l'interface métal/gaz est réalisé à l'aide de la méthode ALE (cf. paragraphe 1.4.4.1). Cette dernière est habituellement employée lorsqu'on souhaite modéliser uniquement le substrat. Pour traiter la coexistence entre deux phases, on se dirige généralement vers les méthodes Eulériennes qui proposent naturellement cette description. En revanche, sans traitement numérique dédié, ces dernières imposent une continuité de tous les champs à l'interface. Or, nous avons vu précédemment que l'évaporation sous faisceau laser est caractérisée par une discontinuité hydrodynamique à l'échelle macroscopique.

Pour prendre en compte cette discontinuité hydrodynamique, nous avons couplé ici deux domaines géométriques avec une interface commune, où deux jeux de variables distincts $(p_g, \vec{u}_g, T_g, \rho_g) \neq (p_l, \vec{u}_l, T_l, \rho_l)$ peuvent théoriquement être résolus. De cette façon, on maîtrise les conditions de saut que l'on souhaite imposer à l'interface⁵.

Les différentes conditions limites sont résumées ci-dessous.

⁵ À notre connaissance, cette méthode ALE « double domaine » n'avait pas encore été proposée, du moins sous COMSOL. Ce travail a fait l'objet d'une communication à la conférence COMSOL® 2018 Lausanne [25] et a été reprise dans les travaux de Raja-Kumar [26], présentés à la conférence COMSOL® 2020 Europe.

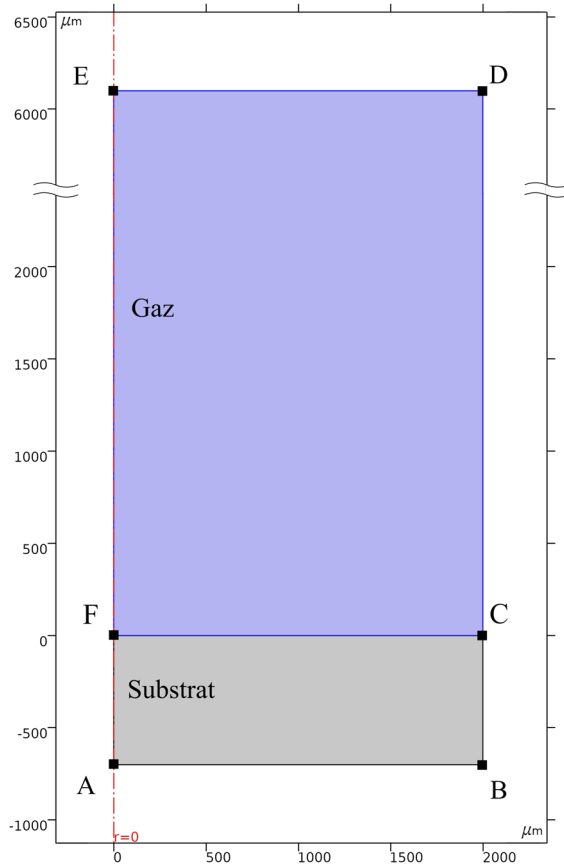


Figure 2-3 Domaine de calcul.

Tableau 2-3 Conditions limites de la méthode ALE.

	Frontière	Maillage mobile (ALE)
Métal	AF	$d_r = 0$
	AB	$d_z = 0$
	BC	$d_r = 0$
	CF	$V_l = \vec{u}_l \cdot \vec{n}$
Gaz/vapeur	CF	
	EF	$d_r = 0$
	ED	$d_z = 0$
	CD	$d_r = 0$

Tableau 2-4 Conditions limites physiques.

	Frontière	Thermique	Hydrodynamique	Chimique
Métal	AF	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique
	AB	Adiabatique	$\vec{u}_l \cdot \vec{n} = 0$	-
	BC	Adiabatique	$\vec{u}_l \cdot \vec{n} = 0$	-
	CF	$-k\vec{\nabla}T \cdot (-\vec{n}) = I_{abs} - \dot{m}L_v$	$(-pI + \mu[\vec{\nabla}\vec{u} + (\vec{\nabla}\vec{u})^T]) \cdot \vec{n} = -(p_s - p_{atm})\vec{n} + \sigma\kappa\vec{n} + \frac{\partial\sigma}{\partial T}\vec{\nabla}_s T$	-
Gaz	CF	Continuité	$\vec{u}_v \cdot \vec{n} = \dot{m}/\rho_v$	$\vec{j} = w_v\rho_v\vec{u}_v$
	EF	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique
	ED	Adiabatique	$p = 0$	Sortie
	CD	Adiabatique	$p = 0$	Sortie

2.3.3.2 Conditions limites thermiques

On impose un flux thermique à l'interface métal/gaz, représentatif de l'irradiance laser absorbée :

$$I_{abs} = A_0 \frac{P_L}{\pi R_L^2} f(r)g(t)\cos(\theta) \quad (2.55)$$

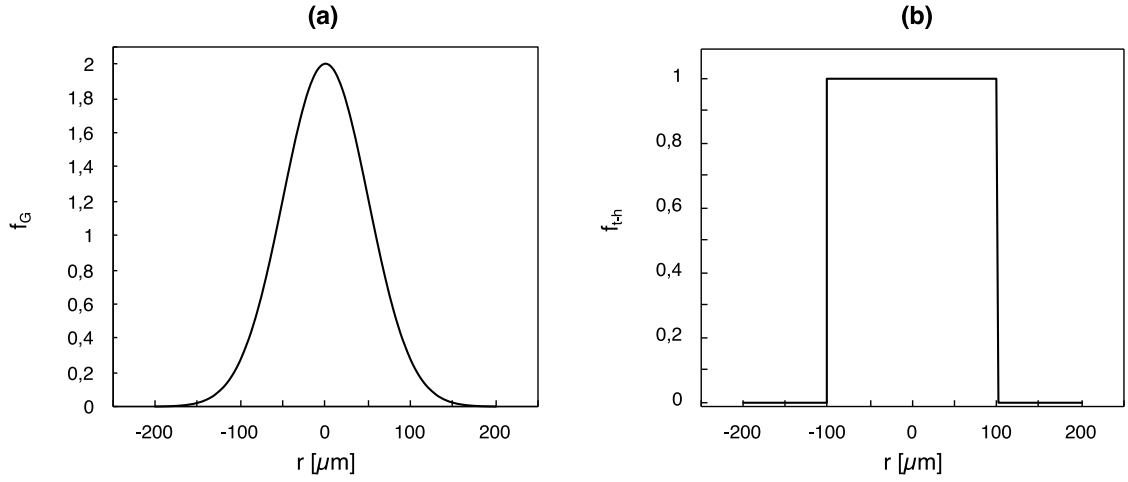


Figure 2-4 Distributions spatiales de l'irradiance laser. (a) Faisceau Gaussien et (b) faisceau top-hat.

où A_0 est l'absorbance normale du matériau irradié, P_L est la puissance du laser, R_L est le rayon du spot laser et θ est l'angle d'incidence du laser, par rapport à la normale sortante de l'interface liquide/gaz. Ce flux est contrebalancé par les pertes thermiques par vaporisation $\varphi_{vap} = \dot{m}L_v$. Les pertes par rayonnement et par convection sont négligées par rapport aux pertes par vaporisation.

On distinguera deux types de distributions spatiales $f(r)$ de l'irradiance laser. La première est la distribution Gaussienne [Figure 2-4(a)] :

$$f_G(r) = 2 \cdot \exp\left(-2 \frac{r^2}{R_L^2}\right) \quad (2.56)$$

où R_L est le rayon laser dit « à $1/e^2$ », c'est-à-dire la distance à l'axe du laser à laquelle l'irradiance incidente chute en-dessous de 13,5% de l'irradiance maximale ($1/e^2 = 0.135$). La seconde est la distribution d'irradiance homogène « top-hat » [Figure 2-4(b)] :

$$f_{t-h}(r) = \begin{cases} 1, & r \leq R_L \\ 0, & r > R_L \end{cases} \quad (2.57)$$

Par la suite, nous utiliserons la distribution d'irradiance exacte lorsque celle-ci sera connue et caractérisée par nos soins. À défaut, nous utiliserons les équations (2.56) et (2.57).

Enfin, les distributions temporelles $g(t)$ rencontrées dans tout le manuscrit seront sous la forme (Figure 2-5) :

$$g(t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_m}\right) \quad (2.58)$$

où τ_m est le temps de montée en puissance.

2.3.3.3 Conditions limites hydrodynamiques

Par conservation de la masse, on écrit à l'interface liquide/gaz [27]:

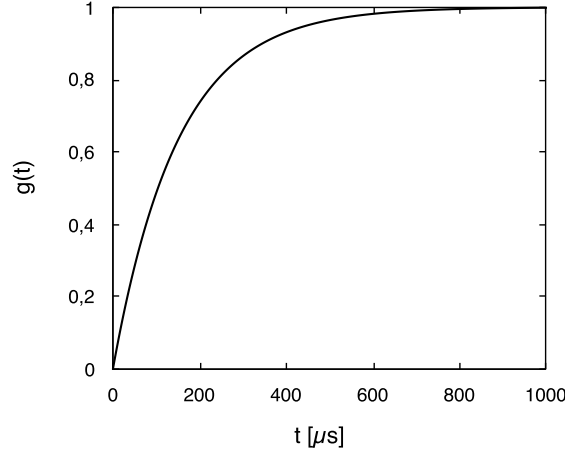


Figure 2-5 Loi de montée en puissance avec $\tau_m = 150 \mu\text{s}$.

$$\rho_l(\vec{u}_l \cdot \vec{n} - V_I) = \rho_v(\vec{u}_v \cdot \vec{n} - V_I) = \dot{m} \quad (2.59)$$

où V_I est la vitesse de l'interface. On en déduit la vitesse d'éjection de vapeur métallique :

$$u_D = \vec{u}_v \cdot \vec{n} = \frac{\dot{m}}{\rho_v} + V_I \quad (2.60)$$

D'après le modèle du piston, V_I est de l'ordre de $0\text{-}2 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ sur la gamme d'irradiance absorbée considérée. Or, si on estime une température de front de vaporisation de 3500 K , alors d'après le modèle de Knight [3], le flux de vaporisation \dot{m} attendu est de l'ordre de $160 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui équivaut à une vitesse de détente \dot{m}/ρ_v de l'ordre de $800 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. On constate donc que $\dot{m}/\rho_v \gg V_I$, et on peut simplifier la vitesse d'éjection comme :

$$u_D = \frac{\dot{m}}{\rho_v} \quad (2.61)$$

Notez que Knight [3] avait également supposé qu'il n'était pas nécessaire de corriger la vitesse d'éjection par le terme de récession de l'interface liquide/gaz ; c'est ce que nous confirmons ici.

En revanche, côté liquide, on impose les contraintes normale et tangentielle, la première prend en compte la pression de recul (p_s) et la tension de surface ($\sigma\kappa$), et la deuxième correspond à la contrainte de Marangoni ($\partial\sigma/\partial T \vec{\nabla}_S T$). En somme, on prend donc bien en compte la discontinuité hydrodynamique imposée par la couche de Knudsen grâce au traitement géométrique présenté plus haut, en imposant la pression de recul côté métal et le flux de vaporisation côté gaz. La pression du gaz à l'interface est quant à elle calculée de manière auto-consistante par le modèle numérique.

2.3.3.4 Conditions limites de la méthode ALE

D'après l'équation (2.59), on trouve que la vitesse de l'interface liquide/gaz s'exprime comme :

$$V_l = \vec{u}_l \cdot \vec{n} - \frac{\dot{m}}{\rho_l} \quad (2.62)$$

où \dot{m}/ρ_l est la vitesse de vaporisation, c'est-à-dire la vitesse à laquelle le front de vaporisation progresse dans le liquide – cf. équation (2.30). Or, nous avons vu avec le modèle du piston que cette composante est dix fois inférieure à la vitesse de perçage. Donc on peut négliger cette contribution dans le calcul de la vitesse de l'interface liquide/gaz. L'équation (2.27) devient donc :

$$V_l = \vec{u}_l \cdot \vec{n} \quad (2.63)$$

2.3.4 Considérations numériques

2.3.4.1 Maillage

Pour ne pas encombrer le corps du manuscrit, le maillage utilisé pour résoudre le problème est représenté en Annexe 3. Il est composé d'éléments triangulaires, affinés sur la zone d'interaction laser-matière. Grâce à une étude de convergence spatiale, on trouve un bon compromis entre temps de calcul et fiabilité de la solution numérique en maillant les frontières fines avec des éléments de 2 μm , le reste étant maillé avec un taux de croissance de 1,05 à partir des frontières fines et des éléments de 90 μm aux extrémités du domaine.

2.3.4.2 Paramètres du solveur

Le problème numérique est résolu à l'aide du solveur direct PARDISO, selon une approche fortement couplée. Pour faciliter la convergence du modèle, la Jacobienne est mise à jour à chaque itération. Le schéma temporel sélectionné est la méthode d'Euler implicite (BDF d'ordre 1), choisie pour sa stabilité. On fixe un pas de temps initial de 10^{-8} s et un pas de temps « cible » de 10^{-6} s ; COMSOL ajuste ensuite automatiquement son pas de temps entre ces bornes, de façon à minimiser l'erreur de calcul, au regard des tolérances relatives et absolues fixées respectivement à $5 \cdot 10^{-3}$ et $2,5 \cdot 10^{-4}$ (valeurs par défaut dans COMSOL). Enfin, les calculs présentés dans ce chapitre ont été réalisés sur une station de calcul Dell® PowerEdge R640 avec un processeur Intel® Xeon® à 3,2 GHz. Les calculs présentés dans ce chapitre durent 1h à 3h environ.

2.4 Vérification de la méthode numérique

2.4.1 Rappels méthodologiques

Selon l'Institut Américain d'Aéronautique et d'Astronautique (AIAA) [28] et la Société Américaine des Ingénieurs en Génie Mécanique (ASME) [29], un modèle, c'est la représentation d'un système physique sous la forme d'un système d'équations, qui aide à comprendre et à prédire son comportement.

Ensuite, un modèle numérique, c'est la transposition de ce concept en un outil numérique capable

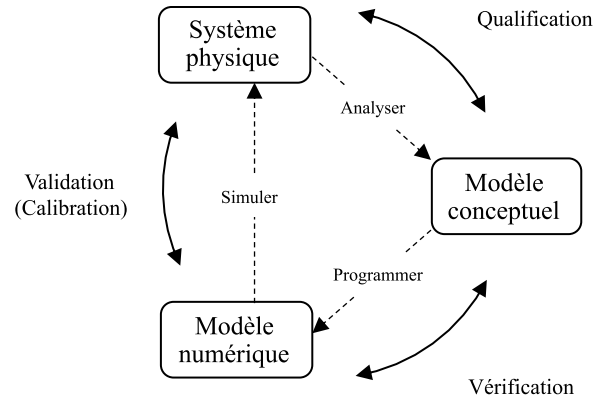


Figure 2-6 Phases de modélisation et de simulation d'un système physique. Adapté de [28].

de simuler le système réel. S'assurer que le modèle numérique se comporte en adéquation avec le modèle sous-jacent (indépendamment de sa validité vis-à-vis du procédé réel) c'est la phase de *vérification*. S'assurer que celui-ci s'accorde avec le réel, c'est la phase de *validation* (Figure 2-6).

Par l'intermédiaire de ces deux étapes, on qualifie le modèle, en estimant dans quelles mesures ce dernier représente fidèlement la réalité. En cas de faiblesse du modèle, on peut soit l'enrichir en reprenant les étapes d'observation et d'analyse soit, lorsque certains paramètres ou phénomènes physiques sont inconnus *a priori*, le calibrer pour qu'il demeure tout de même prédictif, mais à un degré plus restreint qu'avec la validation. En pratique, les deux étapes de validation et calibration sont menées conjointement.

Le modèle numérique du bain de fusion est d'abord comparé au modèle analytique du piston, puis au modèle numérique développé au CEMEF [30–32]. L'AIAA préconise de comparer deux codes qui résolvent exactement les mêmes jeux d'équations. Le « benchmark » que nous présentons ici est un peu différent puisque les modèles comparés ont leurs spécificités. Il s'agit donc d'une comparaison entre deux solutions numériques au sens large, qui répondent à un même problème physique. Cette méthodologie différente permet ici d'étudier comment la différence de suivi d'interface libre, se traduit dans les résultats obtenus. Enfin, on réalise une étude de sensibilité des dimensions des zones fondues aux variations des principales propriétés thermophysiques et des paramètres de pénalisation de Darcy.

2.4.2 Comparaison avec le modèle du piston

Le modèle numérique est utilisé dans les mêmes conditions paramétriques que le modèle du piston. L'IN718 y est utilisé comme matériau d'application, avec les propriétés thermophysiques du Tableau 2-1. Le faisceau laser incident présente une distribution d'irradiance homogène de 100 μm de diamètre et l'irradiance absorbée varie entre 1 $\text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ et 3 $\text{MW} \cdot \text{cm}^{-2}$. On impose également un temps de montée τ_m de 30 μs pour faciliter la convergence numérique.

La Figure 2-7 montre un exemple représentatif de l'hydrodynamique du bain de fusion obtenue dans ces conditions. Sont représentés sur la colonne de gauche, la fraction de liquide et le champ de vitesse dans le bain à différents instants, et sur la colonne de droite le champ thermique à ces mêmes instants.

En début d'interaction laser-matière ($t = 20 \mu\text{s}$), lorsque la pression de recul ne s'applique pas encore sur la surface du bain ($T_s < T_v$), l'interface liquide/gaz est parfaitement plane. C'est le régime

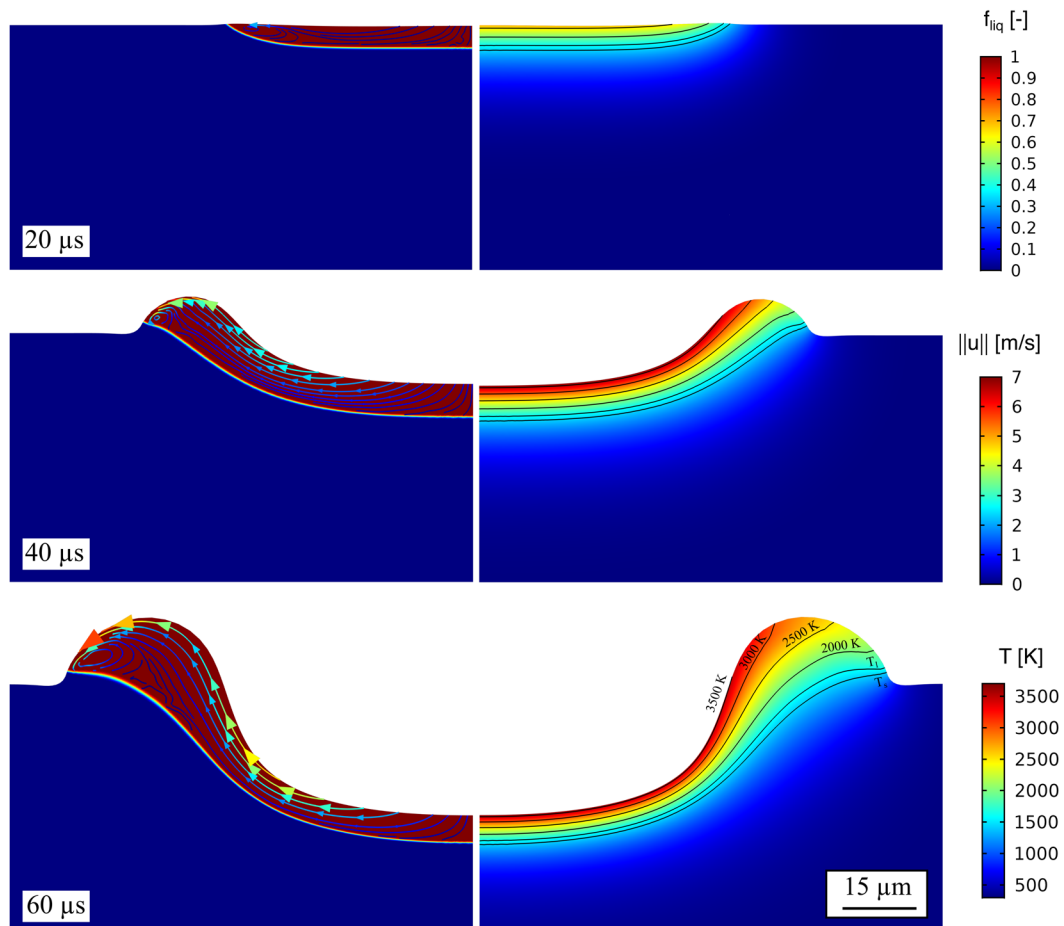


Figure 2-7 Fraction de liquide, champ de vitesse (colonne de gauche) et champ thermique (colonne de droite) dans le bain liquide à différents instants de l'interaction laser-matière lorsque $I_{abs} = 1,8 \text{ MW/cm}^2$.

conductif. Du fait de la distribution homogène de l'irradiance absorbée, le bain possède une forme quasi-cylindrique, très proche de la géométrie de la cellule liquide supposée dans le modèle du piston. Dans cette phase de l'interaction, la convection dans le bain de fusion est essentiellement assurée par la convection thermocapillaire, qui entraîne le métal liquide du centre de la zone d'interaction à la périphérie du bain de fusion. La vitesse maximale dans le fluide est alors de $3 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ environ.

Lorsque la température atteint et dépasse le point d'ébullition de l'alliage, une déflexion relativement peu profonde se forme au centre de la zone d'interaction ($t = 40 \text{ } \mu\text{s}$). La forme très rectangulaire du capillaire est là encore le résultat de la distribution homogène de l'irradiance incidente. La température à l'interface liquide/gaz est d'ailleurs relativement homogène sur toute cette zone. Aussi, même si l'interface liquide/gaz n'est pas horizontale sur toute sa largeur, sa zone centrale est tout de même quasi-horizontale sur une largeur équivalente à la largeur du spot laser.

Le métal liquide provenant de cette cellule est éjecté latéralement par la pression de recul et vient alimenter un bourrelet en périphérie de la ZF, dont le volume augmente avec le temps. À $t = 60 \text{ } \mu\text{s}$, le métal liquide atteint en sortie de cette zone horizontale une vitesse d'éjection de l'ordre de $5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. La vitesse maximale dans le bain ($\sim 7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$) est cependant atteinte en sa périphérie, dans la zone de gradient thermique tangentiel maximal, donc là où la convection thermocapillaire est la plus importante. Ainsi, la zone éclairée par le faisceau est à température relativement homogène ($\sim 3600 \text{ K}$), alors qu'au niveau du bourrelet, elle décroît de 2000 K sur une longueur de $20 \text{ } \mu\text{m}$ environ. Le gradient tangentiel est donc de l'ordre de 10^8 K/m .

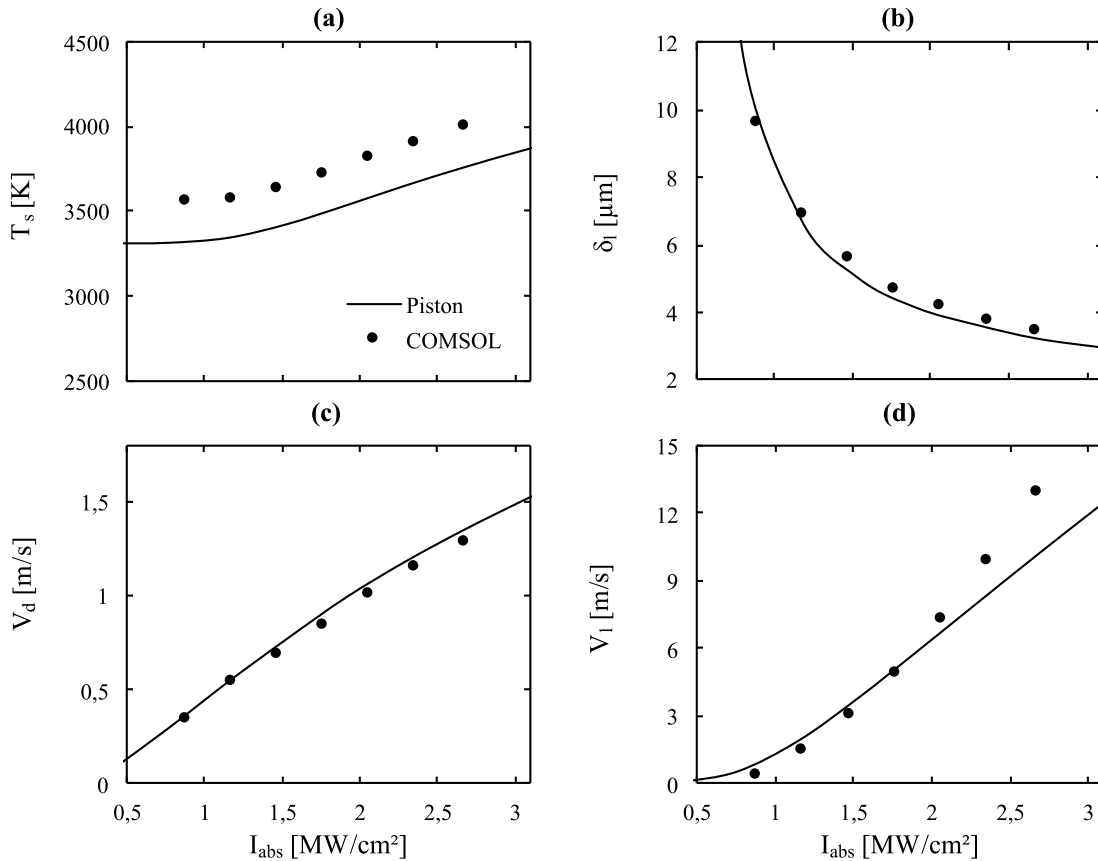


Figure 2-8 Comparaison des résultats du modèle du piston avec ceux obtenus par simulation numérique en régime stationnaire.

Une simulation complémentaire réalisée dans cette configuration, mais sans la convection thermocapillaire produit rigoureusement les mêmes résultats (sauf la vitesse maximale en périphérie de bain). En fait, même si l'effet Marangoni produit les plus grandes vitesses dans le bain, il a un effet mineur sur la thermique en régime de conduction forcée.

La Figure 2-8 compare ensuite les grandeurs caractéristiques calculées avec le modèle du piston et avec notre modèle numérique.

La Figure 2-8(a) compare d'abord la température du front de vaporisation, supposée homogène par le modèle du piston, à la température maximale dans le bain obtenue par simulation numérique. Comme vu précédemment, la température de la zone d'interaction laser-matière est relativement homogène, donc la température maximale en est assez représentative. Les deux courbes suivent exactement la même tendance, mais avec un décalage constant d'environ 230 K, soit l'équivalent de 10% de T_v . À cette échelle de température et compte-tenu des différences qui existent entre ces deux modèles, un écart de 10% n'est pas très significatif.

La Figure 2-8(b) compare ensuite l'épaisseur de bain fondu estimée par le modèle du piston à l'épaisseur du bain fondu sur l'axe de symétrie obtenue par simulation numérique. Là encore, les deux modèles s'accordent parfaitement. On retrouve bien que l'épaisseur du bain décroît entre 10 μm et 3 μm lorsque l'irradiance absorbée augmente de $1 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$ à $3 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$. Aussi, puisque l'épaisseur du bain est inversement proportionnelle à la vitesse de perçage d'après l'équation (2.28), on trouve que la vitesse de perçage sur l'axe de symétrie estimée par le modèle numérique s'accorde avec le calcul analytique dans les mêmes proportions [Figure 2-8(c)].

Enfin, la Figure 2-8(d) compare la vitesse d'éjection latérale dans le bain de fusion calculée analytiquement – supposée constante dans toute l'épaisseur de la cellule liquide – avec la vitesse d'éjection maximale obtenue numériquement. Là encore, la comparaison n'est pas directe. Nous avons défini la vitesse d'éjection comme la vitesse maximale en sortie de la zone horizontale, de façon à exclure la contribution du courant de Marangoni qui est maximale en périphérie du bain. Malgré la différence d'observables, on trouve là encore une grande similitude entre les tendances et les ordres de grandeurs obtenus par les modèles analytiques et numériques.

En somme, cette comparaison permet à la fois, de vérifier notre modèle numérique en régime stationnaire, mais aussi de constater que le modèle du piston donne une excellente approximation du problème à résoudre, malgré les hypothèses simplificatrices. Dans la suite du manuscrit, nous chercherons à vérifier le comportement transitoire du modèle numérique. Le modèle du piston n'étant plus d'aucune utilisé pour cette tâche, nous avons mis en place un cas test numérique avec le CEMEF.

2.4.3 Cas test numérique

2.4.3.1 Définition du cas test

Lorsqu'on développe un « benchmark » numérique, on s'arrange en général pour définir un cas test « minimum », dans une configuration la plus simplifiée possible, mais qui reste pertinente vis-à-vis du problème complet à résoudre. En ce sens, le modèle de tir statique pleine tôle à propriétés constantes constitue déjà un bon cas test. Cependant, pour simplifier davantage le problème, nous avons opté pour une expression réduite de la pression de recul :

$$p_s = \frac{1}{2}(1 + \beta_R)p_{sat}(T_{s1}) \exp\left(-2\frac{r^2}{R_L^2}\right) \quad (2.64)$$

où $T_{s1} = T_v + 300$ K. Avec cette expression, la pression de recul n'est pas calculée de façon auto-consistante en fonction de la température de l'interface liquide/gaz. Son amplitude maximale est en revanche fixée par $P_{sat}(T_{s1})$ et elle suit une distribution Gaussienne, tout comme l'irradiance laser.

Le Tableau 2-5 résume la paramétrie choisie pour ce cas test numérique. Celle-ci est proche des paramètres retenus lors de la validation du modèle, que nous présenterons dans le Chapitre 5.

Tableau 2-5 Paramètres du cas test.

Paramètre [unité]	Valeur(s)
P_L Puissance laser [W]	50, 100, 200
R_L Rayon du faisceau laser [μm]	75
τ_m Temps de montée [μs]	100
t_p Durée de l'impulsion laser [μs]	1000

Enfin, le Tableau 2-6 synthétise les spécificités numériques des deux codes comparés.

Tableau 2-6 Différences entre les modèles de PIMM et du CEMEF.

	PIMM	CEMEF
Surface libre	ALE	LS (½ épaisseur = 5 µm)
Thermique		
Apport de chaleur	$I_{abs} = A_0 \frac{P_L}{\pi R_L^2} f_G(r) g(t) \vec{n} \cdot \vec{z}$	$Q_{abs} = A_0 \frac{P}{\pi R_0^2} f_G(r) g(t) \delta(\psi) \vec{n} \cdot \vec{z}$
Chaleur latente de fusion	Chaleur spécifique équivalente [équation (2.44)]	Loi enthalpique $h = f(T, L_m)$ [32]
Pertes par vaporisation	$\varphi_{vap} = \dot{m} L_v$	$Q_{vap} = \dot{m} L_v \delta(\psi)$
Hydrodynamique		
Pénalisation dans le solide	Terme de Darcy [équation (2.51)]	Viscosité artificielle du solide $\mu_s = f(T)$ [32]
Tension de surface	$\vec{f} = \sigma \kappa \vec{n} + \frac{\partial \sigma}{\partial T} \vec{\nabla}_S T$	$\vec{f} = \left(\sigma \kappa \vec{n} + \frac{\partial \sigma}{\partial T} \vec{\nabla}_S T \right) \delta(\psi)$
Pression de recul	$p_s = \frac{1}{2} (1 + \beta_R) p_{sat}(T_{s1}) \exp\left(-2 \frac{r^2}{R_L^2}\right)$	$p_s = \frac{1}{2} (1 + \beta_R) p_{sat}(T_{s1}) \exp\left(-2 \frac{r^2}{R_L^2}\right) \delta(\psi)$
Autres	-	<ul style="list-style-type: none"> - Correction de la conservation de la masse. - Maillage adaptatif.

2.4.3.2 Résultats

a. Morphologie du bain de fusion et champ de vitesse

Pour chaque puissance simulée, on compare sur la Figure 2-9 les champs de fraction de liquide et de vitesse dans les bains de fusion obtenus en fin d'interaction ($t = t_p$).

Premièrement, on constate qualitativement que les formes des bains de fusion calculées par les deux modèles sont quasiment identiques. On retrouve la forme caractéristique des bains de fusion en régime de conduction lorsque $P_L = 50$ W et en régime de conduction forcée lorsque $P_L = 100$ W et $P_L = 200$ W. On retrouve également la boucle de recirculation typique de l'écoulement de Marangoni en périphérie du bain de fusion. En revanche, par rapport au cas top-hat simulé précédemment, les bains ont une forme semi-sphérique, du fait de la distribution Gaussienne de l'irradiance incidente.

Ensuite, la Figure 2-10 donne l'évolution des dimensions et du volume des bains de fusion en fonction du temps.

On note tout d'abord l'excellent accord entre les deux modèles concernant les dimensions du bain

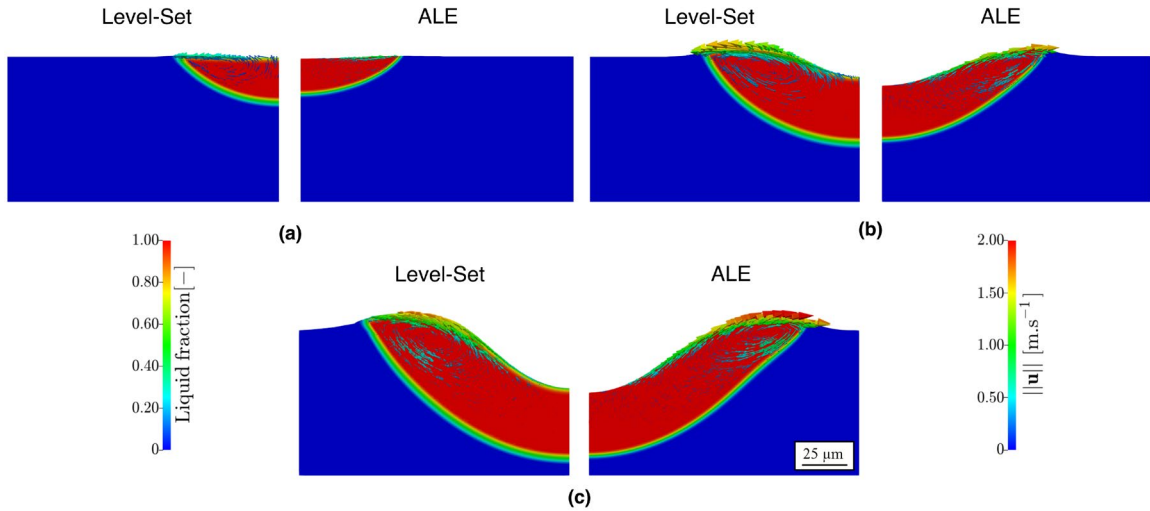


Figure 2-9 Fraction de liquide et champ de vitesse dans le bain de fusion à $t = t_p$ (coupes transversales) pour $P_L = 50$ W, $P_L = 100$ W et $P_L = 200$ W.

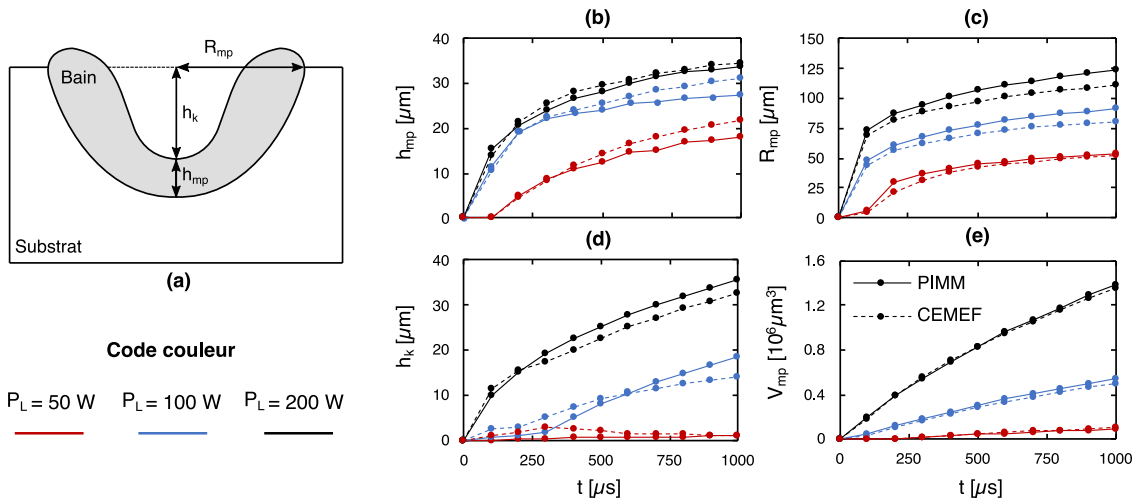


Figure 2-10 (a) Définition des dimensions du bain de fusion. (b)-(d) Évolution des dimensions du bain de fusion au cours de l'interaction (épaisseur du bain, profondeur du capillaire et rayon du bain respectivement). (e) Évolution du volume de métal fondu au cours de l'interaction.

et leur évolution au cours du temps. À la fin de l'interaction laser-matière, les écarts relatifs constatés sur les dimensions du bain de fusion valent en moyenne entre 8% et 16%. On constate ensuite que les écarts observés en fin de simulation ont toujours le même signe, quelle que soit la puissance : notre modèle prédit toujours des bains de fusion plus larges et moins épais que le modèle du CEMEF, avec un capillaire de vapeur systématiquement plus profond.

Pour comprendre ces différences, il faut rappeler qu'avec l'approche LS implémentée par le CEMEF, tous les termes surfaciques sont intégrés sur une épaisseur d'interface non nulle. Ils sont en quelque sorte « convertis » en termes volumiques via la fonction Dirac. Théoriquement, plus l'épaisseur d'interface liquide/gaz tend vers zéro, plus les termes volumiques sont représentatifs des termes surfaciques, mais au prix d'un temps de calcul important (du fait de la taille des mailles qui doit être adaptée en conséquence) et de difficultés de convergence numérique. Puisque l'épaisseur de l'interface LS n'est jamais nulle, alors tout l'enjeu est de calibrer cette dernière de façon à trouver un compromis entre la représentativité des phénomènes physiques et le coût numérique. Ici, le cas test a

permis de calibrer la demi-épaisseur d'interface LS à $5 \mu\text{m}$ (cf. Annexe 4). Cependant, la diffusion des contraintes à l'interface atténue leurs effets sur l'écoulement du métal liquide.

En conséquence, en régime conductif, la librairie CimLib tend à simuler des bains moins larges et plus profonds que le modèle COMSOL, parce que la contrainte de Marangoni (de coefficient thermocapillaire négatif) est diffusée à l'interface. De même en régime de conduction forcée, la librairie CimLib tend à simuler des bains moins larges, plus épais et avec des capillaires moins profonds que le modèle COMSOL, parce que l'effet de la pression de recul sur l'hydrodynamique du bain est diffusé à travers l'interface LS également, et que la vitesse surfacique résultante est sous-évaluée.

Cependant, malgré ces différences de dimensions, les volumes fondus sont identiques, ce qui montre que la même quantité d'énergie est bien absorbée par le matériau, quelle que soit l'approche de modélisation.

On trouve enfin un résultat apparemment en contradiction avec le modèle du piston. Ainsi, en régime stationnaire, l'épaisseur du bain de fusion augmente avec la puissance incidente. Ce résultat s'explique par le fait que la pression de recul n'est pas calculée de façon auto-consistante, en fonction de la température de la surface du bain. Si bien que lorsque $P_L = 200 \text{ W}$, la température maximale dans le bain atteint 3700 K , ce qui est supérieur à T_{s1} , la valeur de température qui fixe l'amplitude maximale de la pression de recul simplifiée [équation (2.64)]. Cette dernière et l'épaisseur du bain sont donc sous-estimées par rapport à leurs valeurs physiques.

b. *Champ de température*

De manière similaire, on compare sur la Figure 2-11 les champs de température obtenus en fin d'interaction laser-matière.

Tout d'abord, malgré les écarts observés sur les dimensions des bains de fusion, les champs thermiques obtenus par les deux modèles présentent une excellente concordance. La distribution identique des isocontours de température (T_{sol} , T_{liq} , 2000 K , 2500 K et 3000 K) entre les deux modèles renforce particulièrement ce constat.

Plus quantitativement, on trace sur la Figure 2-12 les profils de température en fonction de la profondeur dans le métal ; ceux-ci sont quasiment confondus. De même, l'évolution de la température maximale dans le bain de fusion (au centre de la zone d'interaction) tracée sur la Figure 2-12(d) indique que les deux modèles prédisent les mêmes dynamiques de chauffe. La température augmente rapidement au cours des premières $150 \mu\text{s}$, avant d'atteindre le régime stationnaire.

En régime conductif, le plateau de température est atteint après environ $850 \mu\text{s}$, indiquant que l'équilibre entre la puissance laser apportée et les puissances échangées par conduction et convection (la vaporisation étant négligeable d'après le modèle du piston) est établi.

En régime de conduction forcée, le plateau est atteint dès que la pression de recul s'exerce à la surface du bain liquide, la convection étant le principal mécanisme de transfert chaleur dans ce régime.

Enfin, quels que soient les régimes d'interaction, les écarts obtenus entre les deux modèles sur la température atteinte en régime stationnaire n'excèdent pas 6% , ce qui est inférieur à ce que l'on obtenait en comparaison du modèle du piston.

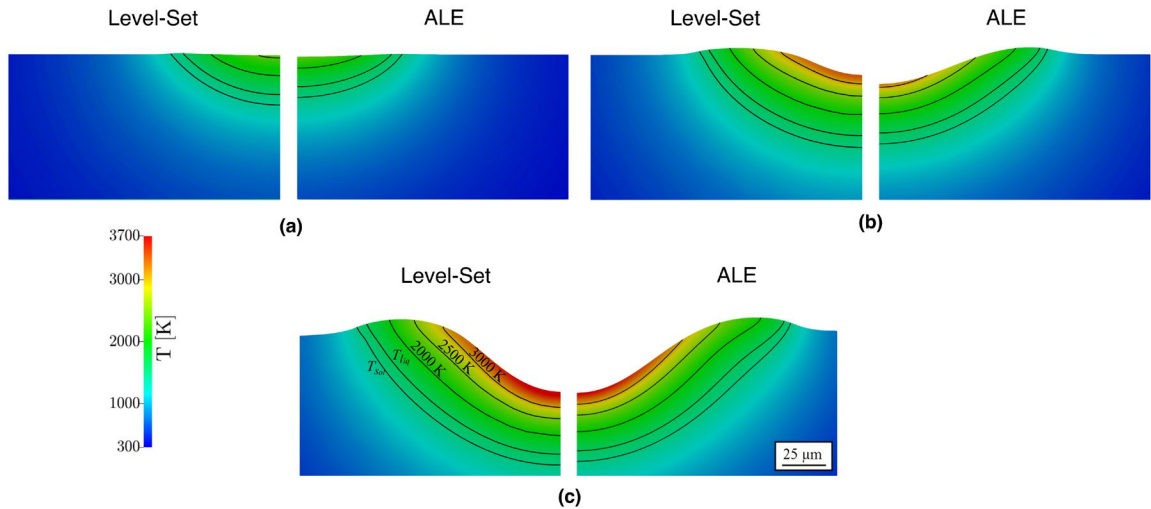


Figure 2-11 Champ de température et isocontours (T_{sol} , T_{liq} , 2000 K, 2500 K et 3000 K) à $t = t_p$ (coupes transversales) pour $P_L = 50$ W, $P_L = 100$ W et $P_L = 200$ W.

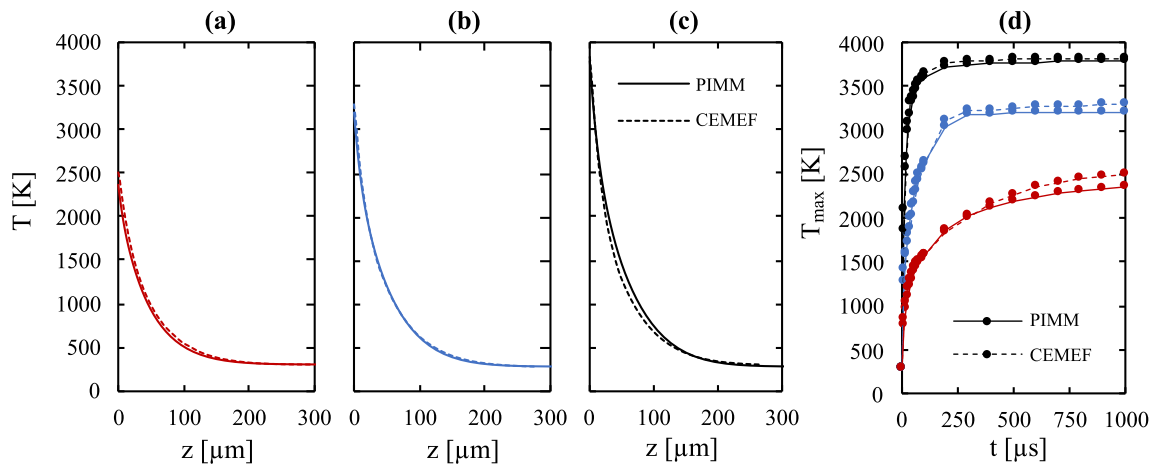


Figure 2-12 (a)-(c) Température en fonction de la profondeur sur l'axe de symétrie. (d) Température maximale dans le bain de fusion en fonction du temps. Code couleur identique à la Figure 2-10.

c. Bilan

Les deux modèles numériques présentent des comportements identiques. La différence de gestion de l'interface libre (LS contre ALE) entraîne des différences principalement sur l'hydrodynamique du bain de fusion. Puisqu'il atténue les effets de la contrainte thermocapillaire et de la pression de recul, le modèle LS tend à sous-estimer les vitesses de convection dans le bain liquide par rapport au modèle ALE, et prédit en conséquence des bains de fusion moins larges, plus épais et avec des capillaires de vapeur moins profonds. Toutefois, ces différences sont relativement mineures, et n'excèdent pas 16%.

En revanche, la thermique est identique, l'effet de diffusion de l'interface LS n'a que peu d'impact sur les champs de température et sur le volume fondu. Nous vérifions ici que les deux modèles numériques se comportent donc en adéquations avec les jeux d'équations que nous avons imposés.

La dernière étape de vérification consiste à étudier la sensibilité du modèle aux propriétés thermophysiques et aux paramètres numériques.

2.4.4 Études de sensibilité

2.4.4.1 Sensibilité des dimensions des zones fondues aux propriétés du substrat

Nous avons étudié la sensibilité des dimensions des bains de fusion obtenues par simulation, à une variation de $\pm 10\%$ des propriétés physiques de l'IN718, autour des valeurs nominales reportées dans le Tableau 2-1.

On analyse d'abord les variations relatives de la profondeur du bain de fusion [Figure 2-13(a)]. En classant les propriétés thermophysiques par ordre de sensibilité, on distingue trois groupes.

Le premier groupe se réduit à l'absorbance normale du matériau, pour laquelle une variation de 10% implique une variation relative de la profondeur du bain de 10%. On notera ici que l'absorbance est une propriété thermophysique du « premier ordre », c'est-à-dire que le modèle numérique est très sensible à ses variations. Ce résultat était attendu puisque le modèle du piston montre que toute la dynamique de pénétration du bain de fusion est pilotée par la densité de puissance absorbée, donc par le coefficient d'absorption. Par ailleurs, on retrouve bien le fait que la profondeur de fusion dépend linéairement de la puissance absorbée.

Notez également que ce résultat est d'autant plus décisif que le phénomène d'absorption est modifié lorsque les réflexions multiples du rayonnement incident surviennent au régime de keyhole (cf. Chapitre 4). Une description « fine » de l'interaction laser-matière est donc nécessaire si l'on souhaite prédire et analyser ce qui se produit au-delà des régimes de conduction et de conduction forcée (cf. Chapitre 5).

Ensuite, le deuxième groupe est composé des propriétés thermophysiques pour lesquelles une variation de 10% implique une variation de la profondeur du bain autour de 4%. Il s'agit de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique, de la masse volumique ainsi que de la chaleur latente de vaporisation. Ces quatre grandeurs interviennent dans le calcul des transferts par conduction dans le solide et par vaporisation, dont on a vu qu'elles jouaient un rôle secondaire dans le régime d'interaction étudié (par rapport à la convection pilotée par la pression de recul).

Le troisième groupe réunit enfin quatre propriétés thermophysiques dont une variation de 10% implique une variation de la profondeur du bain de fusion relativement négligeable, inférieure ou égale

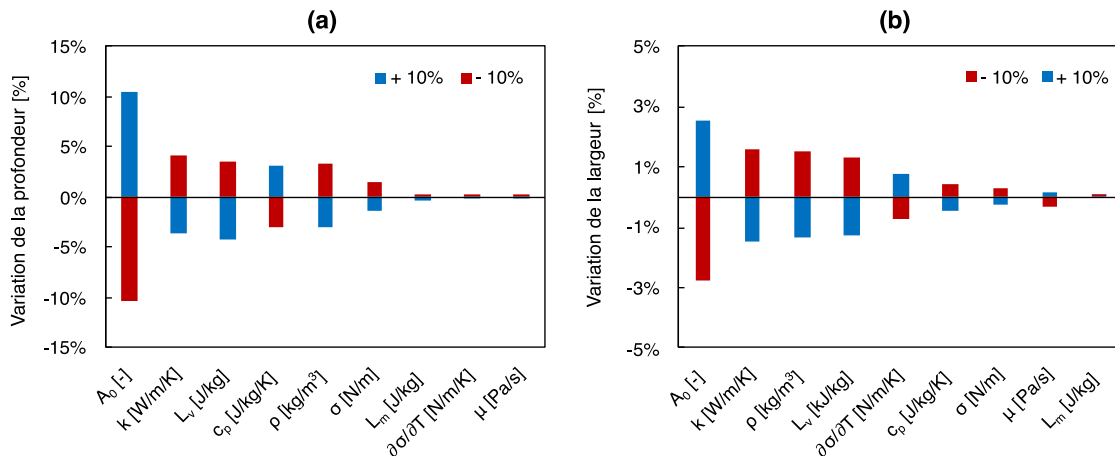


Figure 2-13 Analyse de la sensibilité de (a) la profondeur et (b) la largeur du bain de fusion, à une variation de $\pm 10\%$ des propriétés thermophysiques. Étude réalisée à partir du cas $P = 500$ W.

à 1%. On retrouve la tension de surface, le coefficient thermocapillaire, la viscosité dynamique et la chaleur latente de fusion. Notez qu'à part cette dernière, ces propriétés n'interviennent pas dans le modèle du piston.

Concernant la largeur du bain de fusion, l'analyse est similaire, mais pour toute variation de 10% des propriétés thermophysiques, les variations de largeur du bain de fusion sont toujours inférieures à 10%. [Figure 2-13(b)]. La largeur du bain est donc moins sensible que la profondeur du bain aux petites variations des propriétés thermophysiques en régime de conduction forcée. Ce constat paraît logique si on considère que la dynamique de formation du bain de fusion dans ce régime est analogue à celle du perçage, c'est-à-dire dirigée selon l'axe du laser. On retrouve donc comme précédemment l'absorbance du matériau comme paramètre le plus sensible du modèle, mais à hauteur de 3% seulement. La variation des autres propriétés donne ensuite une variation de la largeur du bain de l'ordre de 1%, ce qui est encore une fois marginal.

2.4.4.2 Sensibilité des dimensions des zones fondues aux coefficients de Darcy

Discutons ensuite de la sensibilité des dimensions du bain de fusion aux paramètres de pénalisation de Darcy C_1 et C_2 [équation (2.51)]. Pour rappel, le paramètre C_2 permet d'éviter la division par zéro, tandis que le rapport C_1/C_2 fixe l'amplitude de pénalisation lorsque la fraction de liquide tend vers zéro.

On compare sur la Figure 2-14 les contours des bains de fusion obtenus en faisant varier C_2 entre 10^{-4} et 10^{-7} , puis C_1 entre 10^4 et 10^7 , au cas de référence ($C_1 = 10^6$ et $C_2 = 10^{-6}$).

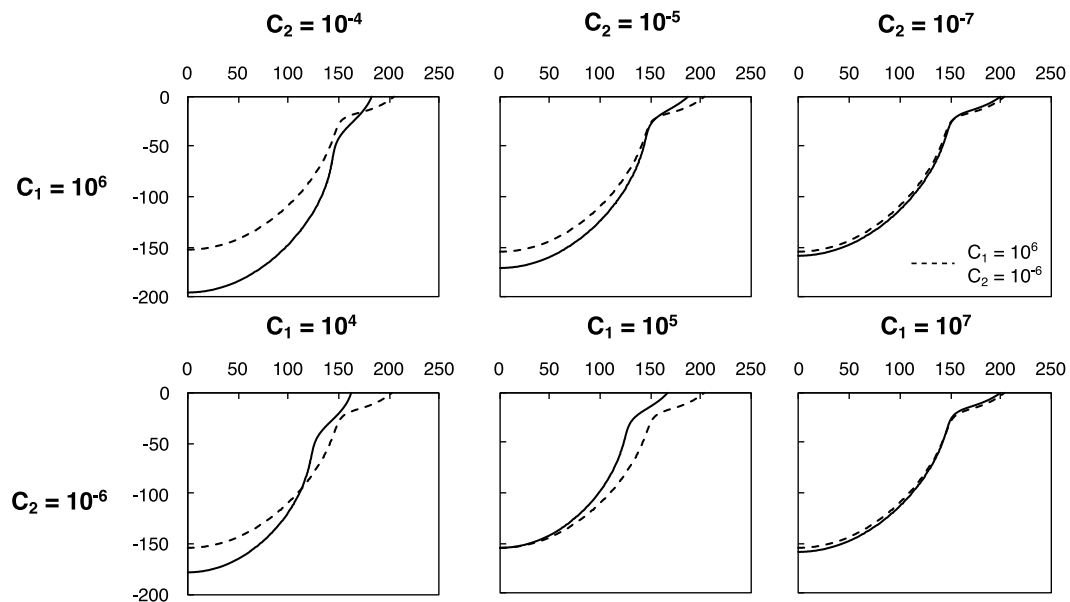


Figure 2-14 Contours des zones fondues obtenus pour différents couples (C_1, C_2) .

On constate que le modèle converge. En effet, la forme du bain de fusion se stabilise à partir de la configuration de référence – ce qui est rassurant – soit pour un rapport C_1/C_2 qui vaut 10^{12} . Au-delà, la forme du bain de fusion ne change plus mais le modèle connaît des difficultés de convergence numérique. La configuration choisie est donc un bon compromis entre pénalisation du champ de vitesse dans le solide et convergence numérique.

2.5 Conclusion

Nous avons présenté les travaux de modélisation et de simulation des phénomènes thermo-hydrodynamiques qui règnent dans le bain de fusion lors d'une impulsion laser.

Grace au modèle du piston, nous avons d'abord vérifié que *la pression de recul est le principal moteur des écoulements* dans le bain de fusion en régime de conduction forcée, puisque plus de 60% de la puissance incidence est évacuée par convection dans le bain. Les ordres de grandeurs calculés à l'aide de ce modèle analytique nous ont ensuite permis de simplifier et de vérifier notre modèle numérique au régime stationnaire. Le cas test défini avec le CEMEF a enfin complété cette vérification en régime transitoire. Il nous a également permis de discuter de l'impact du choix de la méthode de suivi de l'interface libre sur les résultats physiques obtenus. Nous avons ainsi montré que *la méthode LS tend à sous-évaluer, par effet de diffusion, l'impact des contraintes hydrodynamiques (pression de recul, effet thermocapillaire) sur les écoulements dans le bain*. Le volume de matière fondu reste logiquement inchangé, en revanche, les bains de fusions simulés sont systématiquement moins larges et les capillaires sont moins profonds.

Le modèle développé à ce stade est une version simplifiée du problème thermo-hydrodynamique que l'on se donne pour objectif de résoudre. Par exemple, nous n'avons pas encore introduit de lit de poudre, et nous avons opté pour une description analytique simplifiée de l'apport de chaleur, limitée au régime de conduction forcée. Ces deux thématiques seront traitées dans les Chapitre 3 (modèle équivalent de lit de poudre) et Chapitre 4 (prise en compte des multi-réflexions au sein du capillaire de vapeur) respectivement.

Bibliographie

- [1] T. Iida, R.I.L. Guthrie, *The thermophysical properties of metallic liquids*, First edition, Oxford University Press, United Kingdom, 2015.
- [2] D.R. Lide, D.R. Lide, eds., *CRC handbook of chemistry and physics*, 84th ed, CRC Press, Boca Raton, 2003.
- [3] C.J. Knight, *Theoretical Modeling of Rapid Surface Vaporization with Back Pressure*, *AIAA Journal*. 17 (1979) 519–523. <https://doi.org/10.2514/3.61164>.
- [4] C. Mas, *Modélisation physique du procédé de découpe de métaux par laser*, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2003. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00003252>.
- [5] T. Ytrehus, S. Østmo, *Kinetic theory approach to interphase processes*, *International Journal of Multiphase Flow*. 22 (1996) 133–155. [https://doi.org/10.1016/0301-9322\(95\)00056-9](https://doi.org/10.1016/0301-9322(95)00056-9).
- [6] A.A. Samokhin, *Effect of laser radiation on absorbing condensed matter*, Nova Science Publ, Commack, NY, 1990.
- [7] S.I. Anisimov, *Vaporization of metal absorbing laser irradiation*, *Soviet Physics JETP*. 27 (1968). https://doi.org/10.1142/9789814317344_0002.
- [8] K. Hirano, R. Fabbro, M. Muller, *Experimental determination of temperature threshold for melt surface deformation during laser interaction on iron at atmospheric pressure*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 44 (2011) 435402. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/44/43/435402>.
- [9] S. Pang, K. Hirano, R. Fabbro, T. Jiang, *Explanation of penetration depth variation during laser welding under variable ambient pressure*, *Journal of Laser Applications*. 27 (2015) 022007. <https://doi.org/10.2351/1.4913455>.
- [10] A. Klassen, T. Scharowsky, C. Körner, *Evaporation model for beam based additive manufacturing using free surface lattice Boltzmann methods*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47 (2014) 275303. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/47/27/275303>.
- [11] L. Wang, Y. Zhang, W. Yan, *Evaporation Model for Keyhole Dynamics During Additive Manufacturing of Metal*, *Phys. Rev. Applied*. 14 (2020) 064039. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.14.064039>.
- [12] M. von Allmen, *Laser drilling velocity in metals*, *Journal of Applied Physics*. 47 (1976) 5460–5463. <https://doi.org/10.1063/1.322578>.
- [13] V. Semak, A. Matsunawa, *The role of recoil pressure in energy balance during laser materials processing*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 30 (1997) 2541–2552. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/30/18/008>.
- [14] K. Hirano, *Study on striation generation process during laser cutting of steel*, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2012. <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00751668>.
- [15] J. Girardot, *Interaction laser/matière en régime de perçage par percussion - Analyse expérimentale, Modélisation et Simulation numérique*, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2014. <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-01068269>.
- [16] C. Sainte-Catherine, M. Jeandin, D. Kechemair, J.-P. Ricaud, L. Sabatier, *Study of Dynamic Absorptivity at 10.6 μm (CO₂) and 1.06 μm (Nd-YAG) Wavelengths as a Function of Temperature*, *J. Phys. IV France*. 01 (1991) C7-151-C7-157. <https://doi.org/10.1051/jp4:1991741>.
- [17] W.M. Steen, J. Mazumder, *Laser Material Processing*, Springer London, London, 2010. <https://doi.org/10.1007/978-1-84996-062-5>.

- [18] K.C. Mills, Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys, Woodhead, Cambridge, 2002.
- [19] K. Zhou, B. Wei, Determination of the thermophysical properties of liquid and solid Ti-6Al-4V alloy, *Appl. Phys. A*. 122 (2016) 248. <https://doi.org/10.1007/s00339-016-9783-6>.
- [20] R. Fabbro, Depth Dependence and Keyhole Stability at Threshold, for Different Laser Welding Regimes, *Applied Sciences*. 10 (2020) 1487. <https://doi.org/10.3390/app10041487>.
- [21] S. Morville, Modélisation multiphysique du procédé de Fabrication Rapide par Projection Laser en vue d'améliorer l'état de surface final, Université de Bretagne Sud, 2012. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00806691>.
- [22] C. Bonacina, G. Comini, A. Fasano, M. Primicerio, Numerical solution of phase-change problems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 16 (1973) 1825-1832. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(73\)90202-0](https://doi.org/10.1016/0017-9310(73)90202-0).
- [23] D.A. Nield, A. Bejan, Convection in Porous Media, Springer New York, New York, NY, 2013. <https://doi.org/10.1007/978-1-4614-5541-7>.
- [24] M. Založnik, A. Kumar, H. Combeau, An operator splitting scheme for coupling macroscopic transport and grain growth in a two-phase multiscale solidification model: Part II – Application of the model, *Computational Materials Science*. 48 (2010) 11-21. <https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2009.10.013>.
- [25] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, M. Bellet, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, Two-Phase Flow Modelling of Metal Vaporisation under Static Laser Shot using a Double Domain ALE Method – A Feasibility Study, in: Proceedings of the 2018 COMSOL Conference in Lausanne, Lausanne, 2018: p. 7. <https://www.comsol.fr/paper/two-phase-flow-modeling-of-metal-vaporisation-under-static-laser-shot-using-a-do-66591>.
- [26] M. Raja Kumar, I. Tomashchuk, J.-M. Jouvard, M. Duband, A First Approximation to the Modeling of Vapor Plume Evolution in Laser Welding, in: Proceedings of the COMSOL European Conference 2020, held online, 2020: p. 7. <https://www.comsol.fr/paper/a-first-approximation-to-the-modeling-of-vapor-plume-evolution-in-laser-welding-94431>.
- [27] G. Tryggvason, R. Scardovelli, S. Zaleski, Direct Numerical Simulations of Gas-Liquid Multiphase Flows, 1st ed., Cambridge University Press, 2001. <https://doi.org/10.1017/CBO9780511975264>.
- [28] American Institute of Aeronautics and Astronautics, ed., Guide for the verification and validation of computational fluid dynamics simulations, American Institute of Aeronautics and Astronautics, Reston, VA, 1998.
- [29] American Society of Mechanical Engineers, ed., Standard for verification and validation in computational fluid dynamics and heat transfer: an American national standard, Reaffirmed 2016, The American Society of Mechanical Engineers, New York, NY, 2009.
- [30] Q. Chen, Thermomechanical numerical modeling of additive manufacturing by selective laser melting of powder bed: Application to ceramics materials, MINES ParisTech, 2018. HAL Id: hal-01552410. <https://hal-mines-paristech.archives-ouvertes.fr/hal-01552410>.
- [31] A. Queva, Y. Mayi, M. Bellet, G. Guillemot, P. Peyre, M. Dal, C. Moriconi, C. Metton, Thermo-mechanical simulation of track development in the Laser Beam Melting process - Effect of laser-metal interaction, in: IOP Conference Series: Materials Science and Engineering, 2019: p. 012005. <https://doi.org/10.1088/1757-899X/529/1/012005>.
- [32] A. Queva, G. Guillemot, C. Moriconi, C. Metton, M. Bellet, Numerical study of the impact of vaporisation on melt pool dynamics in Laser Powder Bed Fusion - Application to IN718 and

Ti-6Al-4V, Additive Manufacturing. 35 (2020) 101249.
<https://doi.org/10.1016/j.addma.2020.101249>.

Chapitre 3

Intérêt d'un modèle de lit de poudre homogénéisé

Table des matières

3.1	INTRODUCTION	96
3.2	CONDUCTIVITÉ THERMIQUE DES MILIEUX GRANULAIRES	96
3.2.1	RAPPELS THÉORIQUES SUR LA PRISE DE MOYENNE VOLUMIQUE	96
3.2.2	EXEMPLES DE MODÈLES ANALYTIQUES DE LA CONDUCTIVITÉ EFFECTIVE.....	98
3.2.3	CALCUL NUMÉRIQUE DE LA CONDUCTIVITÉ THERMIQUE EFFECTIVE.....	101
3.2.4	COMPARAISON DES MODÈLES	102
3.2.5	PERTINENCE DES MODÈLES DE CONDUCTIVITÉ EFFECTIVE EN SLM	103
3.3	DÉFINITION DU MODÈLE NUMÉRIQUE.....	104
3.3.1	IDÉES GÉNÉRALES DU MODÈLE DE LIT DE POUDRE HOMOGENÉISÉ	104
3.3.2	ÉQUATIONS DE CONSERVATION	105
3.3.3	GÉOMÉTRIE ET CONDITIONS LIMITES.....	107
3.3.4	HYPOTHÈSES SUR LES PROPRIÉTÉS THERMOPHYSIQUES DE LA POUDRE	108
3.3.5	CONSIDÉRATIONS NUMÉRIQUES	110
3.4	VÉRIFICATION DE LA MÉTHODE NUMÉRIQUE.....	110
3.4.1	CAS TEST NUMÉRIQUE.....	110
3.4.2	ÉTUDES DE SENSIBILITÉ	115
3.5	HYDRODYNAMIQUE DU BAIN DE FUSION AVEC ET SANS LIT DE POUDRE.....	117
3.6	CONCLUSION	120
	BIBLIOGRAPHIE	121

3.1 Introduction

La deuxième brique de simulation que nous traitons ici concerne l'intégration d'un lit de poudre dans le modèle thermo-hydrodynamique précédent.

L'objectif est de répondre à deux questions. La première, est d'évaluer la pertinence d'un modèle de lit de poudre homogène. Pour des raisons de contraintes numériques, nous avons en effet opté pour cette description moyennée du milieu granulaire⁶. Le deuxième aspect, plus général, questionne sur la nécessité d'intégrer ou non un modèle de lit de poudre pour analyser les phénomènes thermo-hydrodynamiques impliqués en SLM.

Pour répondre à ces questions, on propose tout d'abord une étude bibliographique sur les modèles de conductivité thermique équivalente dans le but d'identifier les ordres de grandeur des conductivités des lits de poudre en SLM. Nous poursuivrons ensuite selon une méthodologie similaire au chapitre précédent. Le modèle numérique développé est vérifié à l'aide d'un cas test défini avec le CEMEF, et sa sensibilité aux différentes hypothèses numériques est évaluée. Enfin, afin d'évaluer l'intérêt ou les limites de l'approche continue-équivalente et la nécessité d'intégrer un lit de poudre à notre étude, nous comparerons les dynamiques de formation de bains de fusion obtenus avec et sans lit de poudre, toutes choses égales par ailleurs.

3.2 Conductivité thermique des milieux granulaires

Dans ce paragraphe, nous n'allons discuter que de la conductivité thermique effective des lits de poudre. La masse volumique et la chaleur spécifique étant des grandeurs « massiques », nous verrons dans le paragraphe 3.3.4 que leur traitement est direct. Quant à la viscosité et à la tension de surface, nous verrons que leur choix repose sur des considérations purement numériques.

3.2.1 Rappels théoriques sur la prise de moyenne volumique

Prenons d'abord un milieu granulaire diphasique, constitué d'une phase solide et d'une phase fluide (Figure 3-1). On note L sa dimension caractéristique, et l celle de ses constituants (dimension des grains ou des espaces inter-grains). Considérons ensuite un Volume Élémentaire Représentatif (VER) de dimension caractéristique r_0 . Par définition, le VER est « suffisamment grand » pour contenir des fractions de phases représentatives du système complet, mais il est aussi « suffisamment petit » pour que la variation locale des champs étudiés soit négligeable devant leur valeur moyenne. On dit alors que le VER respecte la séparation des échelles [1] :

$$l < r_0 \ll L \quad (3.1)$$

Pour construire un modèle de conductivité thermique équivalente, nous procédons à la prise de moyenne volumique du champ thermique à l'intérieur de ce VER. Définissons donc la température

⁶ En marge de la thèse, nous avons également développé un modèle de lit de poudre granulaire, en collaboration avec l'I2M (cf. Annexe 5). Il n'a cependant pas été exploité, mais il offre des perspectives de développement.

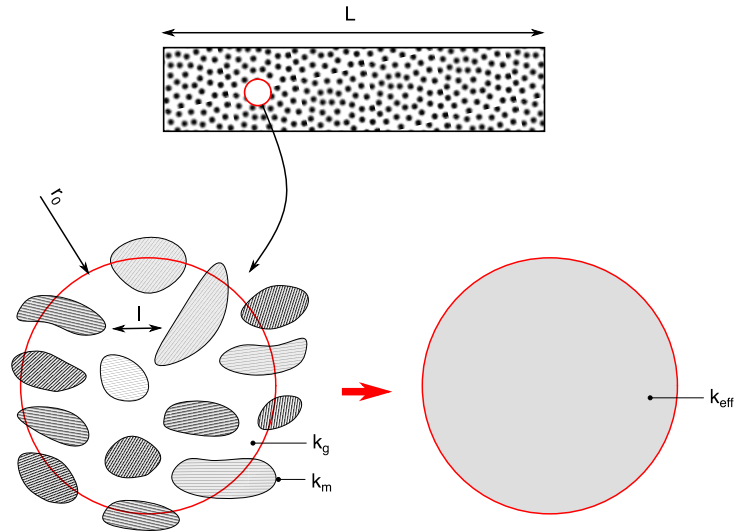


Figure 3-1 Schéma de principe de la conductivité thermique équivalente. Adapté de [1].

moyenne « superficielle » [1] :

$$\langle T_i \rangle = \frac{1}{V} \int_{V_i} T dV \quad (3.2)$$

où V_i est le volume de phase i contenu dans le VER, ce dernier étant noté V pour simplifier l'écriture. Définissons ensuite la température moyenne « intrinsèque » [1] :

$$\langle T_i \rangle^i = \frac{1}{V_i} \int_{V_i} T dV \quad (3.3)$$

Les équations (3.2) et (3.3) sont donc reliées par l'égalité suivante [1] :

$$\langle T_i \rangle = \phi_i \langle T_i \rangle^i \quad (3.4)$$

où $\phi_i = V_i/V$ est la fraction volumique de phase i et $\sum_{i=1}^n \phi_i = 1$. Définissons enfin la température moyenne « globale » [2] :

$$\langle T \rangle = \frac{1}{V} \int_V T dV \quad (3.5)$$

On déduit donc des équations (3.2) et (3.5) l'égalité suivante [2] :

$$\langle T \rangle = \sum_{i=1}^n \langle T_i \rangle \quad (3.6)$$

Ensuite, pour calculer le flux thermique, on exprime le gradient thermique. On utilise pour cela le

théorème de la prise de moyenne volumique d'un gradient [1,3] :

$$\langle \vec{\nabla} \chi \rangle = \vec{\nabla} \langle \chi \rangle + \frac{1}{V} \int_{A_i} \chi \vec{n}_i dA \quad (3.7)$$

où χ est un scalaire quelconque, A_i est la surface extérieure à la phase i , de normale sortante \vec{n}_i . En supposant que le champ de température soit continu à l'interface entre chaque phase (hypothèse de l'équilibre thermique local [3]), l'application du théorème du gradient à l'équation (3.6) donne :

$$\vec{\nabla} \langle T \rangle = \sum_{i=1}^n \langle \vec{\nabla} T_i \rangle \quad (3.8)$$

où les intégrales surfaciques s'annulent puisque les normales sortantes aux interfaces de chaque phase s'opposent. On déduit de la même manière l'égalité suivante pour les flux thermiques :

$$k_{eff} \vec{\nabla} \langle T \rangle = \sum_{i=1}^n k_i \langle \vec{\nabla} T_i \rangle \quad (3.9)$$

où k_{eff} est la conductivité thermique « effective ». Enfin, on ré-exprime les équations (3.8) et (3.9) à l'échelle des phases, via l'équation (3.4) :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \langle T \rangle = \sum_{i=1}^n \phi_i \langle \vec{\nabla} T_i \rangle^i \\ k_{eff} \vec{\nabla} \langle T \rangle = \sum_{i=1}^n \phi_i k_i \langle \vec{\nabla} T_i \rangle^i \end{array} \right. \quad (3.10)$$

Appliqué à notre cas diphasique, l'équation (3.10) devient plus simplement :

$$\left\{ \begin{array}{l} \vec{\nabla} \langle T \rangle = \phi_f \langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f + (1 - \phi_f) \langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s \\ k_{eff} \vec{\nabla} \langle T \rangle = \phi_f k_f \langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f + (1 - \phi_f) k_s \langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s \end{array} \right. \quad (3.11)$$

En somme, nous disposons d'un système de deux équations à trois inconnues : k_{eff} , $\langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s$ (solide) et $\langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f$ (fluide). Pour fermer le système et calculer la conductivité thermique effective, on doit formuler une dernière hypothèse sur la configuration géométrique du milieu étudié.

3.2.2 Exemples de modèles analytiques de la conductivité effective

Dans ce paragraphe, nous allons étudier sept modèles de conductivité thermique effective, chacun étant associé à un système géométrique donné.

Considérons d'abord un milieu diphasique simple, dont les phases solide et fluide sont parallèles à la direction du flux thermique [Figure 3-2(a)]. Dans ce cas-là, en régime stationnaire, la troisième équation s'obtient en égalisant les gradients thermiques :

$$\langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f = \langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s \quad (3.12)$$

Après résolution du système (3.11)-(3.12), on retrouve l'équation simple de la conductivité thermique effective de deux conducteurs en parallèle :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \phi_f + (1 - \phi_f) \frac{k_s}{k_f} \quad (3.13)$$

où ϕ_f est la fraction de fluide. Prenons ensuite deux phases en série par rapport à la direction du flux thermique [Figure 3-2(b)]. Cette-fois ci, en régime stationnaire, on égalise les flux thermiques :

$$k_f \langle \vec{\nabla} T_f \rangle^f = k_s \langle \vec{\nabla} T_s \rangle^s \quad (3.14)$$

On obtient donc de la même manière la conductivité thermique effective pour des matériaux en série :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{k_s/k_f}{\phi_f \frac{k_s}{k_f} + 1 - \phi_f} \quad (3.15)$$

D'autres configurations plus complexes comme les empilements de sphères, peuvent être résolus analytiquement en s'appuyant sur des cellules unitaires périodiques. C'est la démarche qu'ont par exemple entreprise Zehner et Schlünder (ZS) (1970) [4]. Ils prennent une cellule élémentaire composée d'un huitième de cylindre, divisé en deux zones concentriques [Figure 3-2(c)]. Un tube extérieur, rempli exclusivement de fluide, et un cylindre intérieur diphasique. La frontière entre ces deux phases est décrite par l'équation suivante [4] :

$$r^2 + z^2 = [B + (B - 1)z]^2 \quad (3.16)$$

où B est un paramètre qui règle la forme de la phase solide. Lorsque B vaut 1, on trouve l'équation d'une sphère. Lorsque $B \rightarrow 0$, le solide se confond avec l'axe z . Enfin lorsque $B \rightarrow \infty$, le solide tend vers un cylindre. On ne développera pas ici le calcul complet de ZS, mais la conductivité thermique équivalente s'exprime finalement [4] :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = 1 - \sqrt{1 - \phi_f} + \frac{2\sqrt{1 - \phi_f}}{1 - B \frac{k_f}{k_s}} \left\{ \frac{\left(1 - \frac{k_f}{k_s}\right)^B}{\left(1 - \frac{k_f}{k_s} B\right)^2} \ln \left(\frac{1}{\frac{k_f}{k_s} B} \right) - \frac{B + 1}{2} - \frac{B - 1}{1 - \frac{k_f}{k_s} B} \right\} \quad (3.17)$$

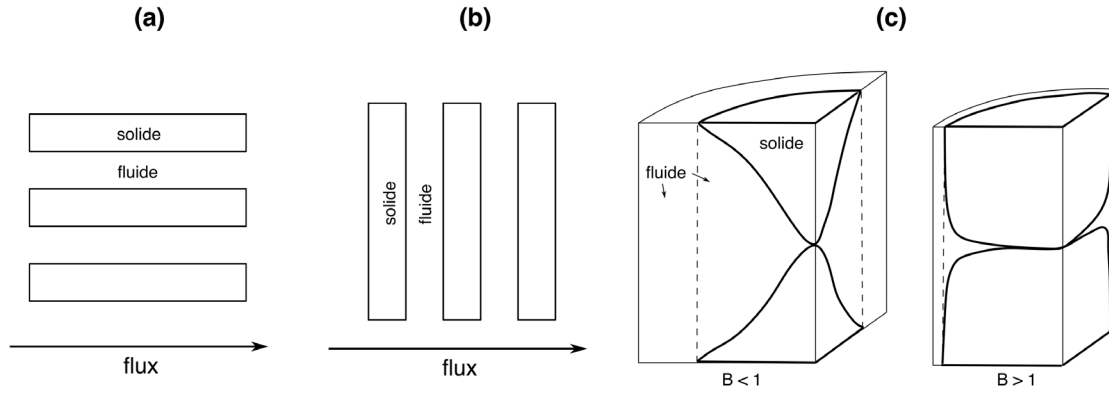


Figure 3-2 Conducteurs (a) en parallèles, (b) en série et (c) cellules unitaires de ZS. Adapté de [4].

Comme les deux modèles précédents, la formule de ZS est indépendante des dimensions des particules et ne dépend explicitement que de la conductivité thermique des phases et de la porosité du milieu, deux informations « globales ». On voit bien là la perte d'information sur les données locales du lit de poudre, qui est indissociable de la prise de moyenne volumique.

Enfin, dans des cas plus complexes, indescriptible par le seul calcul analytique, on peut s'orienter vers des approches semi-empiriques. Le modèle de Hadley [2] en est un exemple typique. Il part en effet du modèle analytique de Maxwell (1873) [5], écrit dans sa forme la plus générale :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{\phi_f f + \frac{k_s}{k_f} (1 - \phi_f f)}{1 - \phi_f (1 - f) + \frac{k_s}{k_f} \phi_f (1 - f)} \quad (3.18)$$

où $f = f(k_s/k_f, \phi_f)$, est une fonction qui dépend de la configuration géométrique du système étudié. Notez qu'en posant $f = 1$ et $f = 0$, on retrouve les équations (3.13) et (3.15) respectivement.

Maxwell donne la solution à deux configurations limites d'empilements de sphères. La première correspond à une suspension de particules sphériques sans contact les unes avec les autres :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{2\phi_f + \frac{k_s}{k_f} (3 - 2\phi_f)}{3 - \phi_f + \frac{k_s}{k_f} \phi_f} \quad (3.19)$$

avec $f = 2/3$. Cette solution est la borne inférieure du modèle de Maxwell, c'est-à-dire la configuration où la conduction thermique passe essentiellement par le fluide. La deuxième solution correspond à une matrice solide percée de trous remplis de fluide (configuration qu'on appellera « gruyère » ou « matrice ») :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = \frac{2 \left(\frac{k_s}{k_f} \right)^2 (1 - \phi_f) + (1 - 2\phi_f) \frac{k_s}{k_f}}{(2 + \phi_f) \frac{k_s}{k_f} + 1 - \phi_f} \quad (3.20)$$

avec dans ce cas $f = \frac{2k_s/k_f}{2k_s/k_f+1}$. Cette équation est la borne supérieure de la solution de Maxwell, c'est-à-dire la configuration où la conduction thermique se déroule essentiellement via la matrice solide. En somme, en fonction de la porosité du milieu et du rapport entre la conductivité des phases, tout milieu granulaire se comporte, soit comme une suspension de particules solides, soit comme une matrice solide poreuse, soit comme l'un et l'autre, dans des proportions qu'il reste à déterminer.

À partir de ce raisonnement, Hadley suppose que la conductivité thermique des milieux granulaires s'écrit comme la moyenne pondérée des équations (3.18) et (3.20) :

$$\frac{k_{eff}}{k_f} = (1 - \alpha) \frac{\phi_f f_0 + \frac{k_s}{k_f} (1 - \phi_f f_0)}{1 - \phi_f (1 - f_0) + \frac{k_s}{k_f} \phi_f (1 - f_0)} + \alpha \frac{2 \left(\frac{k_s}{k_f}\right)^2 (1 - \phi_f) + (1 - 2\phi_f) \frac{k_s}{k_f}}{(2 + \phi_f) \frac{k_s}{k_f} + 1 - \phi_f} \quad (3.21)$$

où f_0 et α sont deux paramètres empiriques que l'on étalonne à l'aide de mesures de la conductivité thermique, et qui situent le milieu granulaire réel par rapport aux deux configurations limites présentées plus haut. Le paramètre f_0 est ainsi contraint par la relation suivante :

$$\frac{2}{3} \leq f_0 \leq \frac{2 k_s/k_f}{2k_s/k_f + 1} \quad (3.22)$$

Ce modèle ne dépend pas explicitement des caractéristiques de la poudre étudiée (granulométrie, forme), en revanche, ces données sont contenues implicitement dans les paramètres f_0 et α , qui doivent en conséquence être étalonnés à chaque fois qu'un nouveau milieu granulaire est étudié.

3.2.3 Calcul numérique de la conductivité thermique effective

Outre les modèles analytiques et semi-empiriques présentés plus haut, on trouve également des estimations numériques de la conductivité effective des lits de poudre, basées sur la méthode des éléments discrets [6–9].

Une application typique est proposée dans les travaux de Moser, Pannala et Murthy (MPM) (2016) [8], qui calculent la conductivité thermique de lits de poudre dans le cadre de la simulation des procédés de frittage/fusion laser sélective de céramiques et d'alliages métalliques. Ils imposent pour cela un gradient de température sur les bords d'un domaine parallélépipédique rempli d'éléments discrets sphériques. En calculant le flux de chaleur en régime stationnaire, connaissant le gradient thermique, ils estiment donc la conductivité thermique effective du milieu granulaire en fonction des principaux paramètres influant.

MPM montrent entre autres choses qu'à granulométrie donnée, la conductivité thermique effective d'un lit de poudre augmente avec son épaisseur, et tend vers une valeur limite qui dépend de la configuration géométrique du milieu. Ils calculent également une corrélation pour des lits de poudre « infiniment » épais et de granulométrie mono-disperse :

$$\frac{k_{eff}}{k_s} = -2,44\theta^2 + 15,2\theta \frac{k_f}{k_s} + 3,57\theta - 25,2 \left(\frac{k_f}{k_s}\right)^2 + 11,7 \frac{k_f}{k_s} + 0,001 \quad (3.23)$$

Cette fois, ce modèle tient compte du diamètre des grains D_p et de la température du milieu T à travers le terme radiatif $\theta = \sigma T^3 D_p / k_g$, (σ étant la constante de Stefan-Boltzmann). En revanche, il ne dépend pas explicitement de la porosité du milieu comme précédemment.

3.2.4 Comparaison des modèles

Cinq des sept modèles présentés (ZS, Maxwell supérieur, Maxwell inférieur, Hadley et MPM) sont comparés sur la Figure 3-3, aux résultats expérimentaux compilés par Crane et Vachon (1977) [10]. Notez que ce sont les valeurs sélectionnées par Hadley parce qu'elles correspondent à des milieux granulaires représentatifs des conditions d'étalonnage de son modèle semi-empirique.

Premièrement, on constate que l'hypothèse formulée par Hadley est tout à fait valide, c'est-à-dire que la conductivité thermique des empilements de sphères est très bien décrite à partir des deux cas limites que sont la suspension de particules et la configuration « gruyère ». En effet, à porosité donnée, un milieu granulaire se comporte comme une suspension de particules lorsque le ratio k_s/k_f est relativement faible, c'est-à-dire lorsque la conduction à travers les couches de fluide domine la conduction via les contacts entre les particules solides. Ici, cela correspond à l'intervalle où k_s/k_f est compris entre 1 et 100 – notez que si on augmente la porosité du lit de poudre, les courbes se décalent vers le coin inférieur droit du graphique. Lorsque ce ratio vaut entre 100 et 1000, on constate ensuite que k_{eff}/k_f se stabilise autour de 10. Autrement dit, tout changement de matériau qui maintiendrait le système sur ce plateau, n'aurait aucun effet sur la conductivité thermique effective du lit de poudre.

C'est typiquement ce qu'ont observé Rombouts et *al.* (2005) [11] en mesurant la conductivité thermique de différents échantillons de poudre de SLM via une méthode pyroélectrique. Dans leur configuration, des lits de poudre de cuivre, de fer ou de 316L sous air présentent des conductivités thermiques similaires – autour $0,2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ en moyenne avec une porosité située entre 0,4 et 0,6 – bien que la conductivité thermique du cuivre dense soit, à température ambiante, cinq fois plus élevée que celle du fer dense, et de trente fois plus importante que celle du 316L dense (respectivement $400 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, $70 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et $13 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [12]).

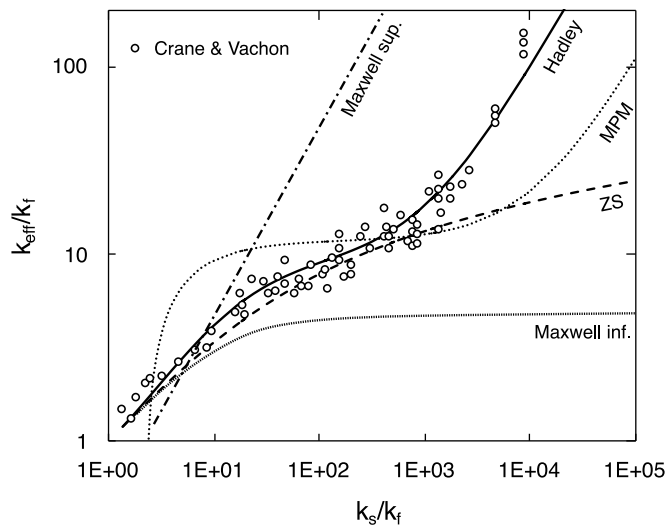


Figure 3-3 Comparaison des modèles de ZS, Hadley, MPM et Maxwell aux mesures compilées par Crane et Vachon (porosité = 0,38).

En revanche, *le milieu granulaire est davantage sensible à la conductivité thermique du gaz interstitiel*. C'est aussi ce qu'ont observé Wei et al. (2018) [13] en mesurant la conductivité thermique de lots de poudre de SLM via la méthode du fil chaud. Toujours à température ambiante, ils montrent qu'un lit de poudre de 316L sous diazote a une conductivité thermique de l'ordre de $0,2 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ (avec une porosité proche de 0,4), en accord donc avec les mesures de Rombouts [11] (puisque l'air et le diazote ont des conductivités thermiques équivalentes à température ambiante [14]). En revanche, lorsque le diazote est remplacé par de l'hélium qui a une conductivité thermique six fois supérieure, alors la conductivité thermique du lit de poudre passe à $0,66 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, soit une augmentation d'un facteur trois.

Ensuite, au-delà du plateau, l'empilement de grains se comporte plutôt comme une matrice solide, dans laquelle la conduction thermique passe préférentiellement par les contacts entre les particules. Les modèles de Hadley et de Maxwell sup. présentent alors des courbes parallèles.

Indépendamment du rapport k_s/k_f , notez que la configuration « gruyère » survient lorsque la phase solide se consolide par frittage. Les grains ne sont alors plus en contact ponctuels ou quasi-ponctuels, mais sont reliés par des ponts liquides ou solides (*necking*). C'est typiquement ce qui se produit en EBM pendant la phase de frittage, durant laquelle la conductivité du lit de poudre peut doubler par rapport à l'état initial non consolidé [15]. Cependant en SLM, en l'absence d'étape de pré-frittage et au vu des cinétiques de fusion, on peut sans doute ignorer le phénomène de *necking*.

Deuxièmement, on trouve que le modèle de MPM décrit le même comportement que celui exposé par Hadley. Il accentue cependant le phénomène de plateau et surestime la croissance de k_{eff}/k_f lorsque k_s/k_f croît entre 1 et 10. Ces différences s'expliquent par le fait que la corrélation de MPM a été établie dans une configuration qui n'est *a priori* pas représentative des mesures expérimentales. Ce résultat suggère néanmoins qu'en y intégrant des données réelles (granulométrie, forme des grains, etc.), une simulation par éléments discrets peut être une méthode très prometteuse pour étudier et estimer la conductivité thermique des milieux granulaires.

Troisièmement, on note que le modèle de ZS donne de très bonnes estimations de la conductivité thermique effective pour des rapports $k_s/k_f < 1000$, mais qu'au-delà, il ne parvient pas à décrire le changement de tendance qui traduit le passage de la suspension à la matrice. Hsu, Cheng et Wong (1994) [16] montrent que cette sous-estimation de la conductivité thermique est due à l'hypothèse des contacts ponctuels adoptée par ZS, qui minimise la conduction thermique au-delà de $k_s/k_f = 1000$.

3.2.5 Pertinence des modèles de conductivité effective en SLM

Résumons les résultats précédents. De manière générale, la conductivité thermique effective des milieux granulaires est calculée à l'aide d'une prise de moyenne volumique du gradient thermique à travers un volume élémentaire représentatif (VER). On suppose alors que le VER respecte la séparation des échelles. Sa dimension caractéristique r_0 est alors à la fois plus petite que l'échelle du système granulaire complet L , et plus grande que la dimension caractéristique d'un grain unitaire l . Le modèle ainsi obtenu dépend de la conductivité thermique de chaque phase, et est conditionné par la configuration géométrique supposée du milieu granulaire, c'est-à-dire par l'organisation des grains les uns par rapport aux autres et par la nature de leurs contacts.

La première question que l'on peut se poser, est de savoir si un lit de poudre de SLM (à l'échelle

d'une seule couche) respecte l'hypothèse de la séparation des échelles. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.2.4, l'épaisseur d'un lit de poudre en fusion laser sélective se situe typiquement entre 50 μm et 200 μm , tandis que le diamètre moyen des grains qui le constituent est de l'ordre de 30-40 μm . Il n'y a donc qu'un à six grains en moyenne dans l'épaisseur du lit de poudre, ce qui ne semble pas suffisant pour définir un VER.

Cependant, les travaux de MPM nous donnent une estimation de l'erreur que l'on commet en calculant la conductivité thermique effective dans le cadre du procédé SLM : on la surestime au plus d'un facteur deux. Donc finalement, l'ordre de grandeur reste le même, donc négligeable devant la conductivité thermique de la plupart des métaux denses. En conséquence, lorsque le métal fond et pénètre le substrat sous-jacent, la chaleur est principalement évacuée par ce canal, et la poudre ne joue aucun rôle sur la thermique à l'échelle du cordon.

En conséquence, on peut supposer que notre modèle multiphysique ne sera que très peu sensible à la conductivité thermique effective choisie, si celle-ci respecte les bons ordres de grandeur déterminés dans ce paragraphe. Nous vérifierons cette hypothèse dans le paragraphe 3.4.2.

En attendant, dans les paragraphes suivants, nous définissons le modèle de lit de poudre homogénéisé général qui tient compte des propriétés thermiques effectives du lit de poudre et en particulier de la conductivité thermique que nous venons d'estimer.

3.3 Définition du modèle numérique

3.3.1 Idées générales du modèle de lit de poudre homogénéisé

Le modèle général de lit de poudre homogénéisé repose sur les principes proposés par Dal et *al.* (2016) [17] (laboratoire PIMM) – qui s'appuient sur les travaux de Kolossov et *al.* (2004) [18] – et par Chen (2018) [19] (CEMEF).

On pose la fonction $f_p(T)$, qui représente la fraction volumique de poudre en fonction de la température locale (Figure 3-4). Cette fonction traduit le fait que le lit de poudre se densifie au cours de la fusion et se présente donc, soit dans un état pulvérulent, soit dans un état dense (métal solide ou liquide). Ainsi, ses propriétés thermophysiques χ_p s'expriment en fonction de $f_p(T)$:

$$\chi_p = f_p(T)\chi_{eff} + [1 - f_p(T)]\chi_m \quad (3.24)$$

où ψ_{eff} représente les propriétés effectives de la poudre et ψ_m les propriétés du métal dense.

À l'état initial, on associe au lit de poudre des propriétés thermo-hydrodynamiques supposées homogènes. Parmi ces propriétés, on retrouve la conductivité thermique effective dont on a détaillé les origines précédemment. À l'état initial donc, $f_p(T) = 1$ et $\chi_p = \chi_{eff}$.

Ensuite, lorsque le lit de poudre fond, $f_p(T) = 0$, et le milieu équivalent présente les propriétés thermophysiques du métal dense. Enfin, lorsque la poudre se densifie partiellement, les propriétés thermophysiques du milieu « pâteux » sont déterminées par la valeur de $f_p(T)$, qui suit une fonction choisie de façon à assurer une stabilité numérique du processus de densification. Nous avons choisi une fonction de Heaviside lissée sur un intervalle ΔT_p , qui représente l'intervalle de densification (Figure 3-4).

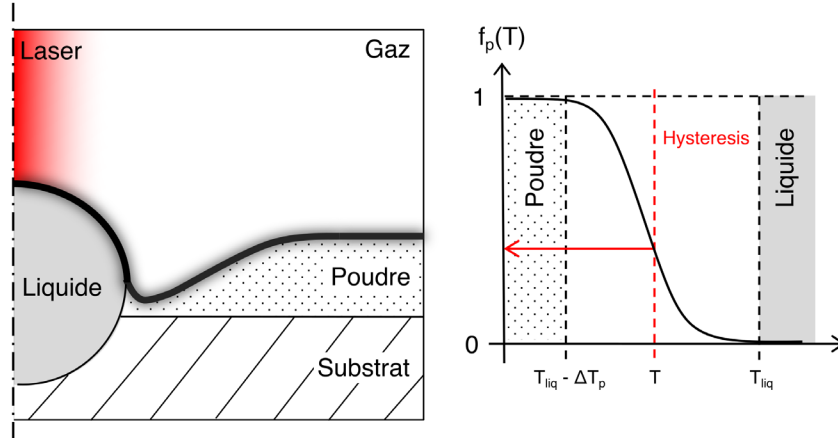


Figure 3-4 Schéma de principe du milieu de poudre équivalent.

Physiquement, la densification du lit de poudre résulte de la coalescence des grains au moment de la fusion (cf. paragraphe 1.3.3.1). Avec notre approche numérique, on ne peut pas reproduire la nature physique de la densification. ΔT_p est donc un artefact numérique qui permet de simuler la densification du milieu granulaire tout en assurant la stabilité du modèle. Théoriquement, ΔT_p équivaut à l'intervalle de fusion ΔT , mais en pratique, Chen [19] observe une meilleure convergence numérique en prenant un multiple de ΔT . Nous évaluerons donc la sensibilité du modèle à ce paramètre dans les paragraphes 3.4.2 et 3.5 pour trouver un compromis entre représentativité physique et stabilité numérique.

3.3.2 Équations de conservation

3.3.2.1 Conservation de l'énergie

Comme dans le Chapitre 2, le champ thermique dans le lit de poudre et le substrat métallique est calculé grâce à l'équation de conservation de l'énergie :

$$\rho(f_p)c_p(f_p)\frac{\partial T}{\partial t} + \rho(f_p)c_p(f_p)(\vec{u} \cdot \vec{\nabla}T) = \vec{\nabla} \cdot [k(f_p)\vec{\nabla}T] + Q \quad (3.25)$$

Contrairement au chapitre précédent, les différentes phases ne sont pas délimitées par un domaine géométrique, mais par la fraction de poudre $f_p(T)$ dont dépendent les propriétés thermiques.

L'équation (3.25) comporte également le terme source volumique Q , pondéré par $(1 - f_{liq})$, f_{liq} étant la fraction de liquide définie dans le chapitre précédent. Il s'agit de la source de chaleur absorbée en volume par le lit de poudre (cf. paragraphe 1.3.2.3). Comme Chen [19], on modélise ce terme via l'équation de Beer-Lambert :

$$Q = \frac{\partial I}{\partial z} = \xi I \quad (3.26)$$

où ξ est le coefficient d'extinction et I est le flux de chaleur absorbée par le lit de poudre, qui décroît exponentiellement avec la profondeur z .

3.3.2.2 Équations de Navier-Stokes

De même, on résout les équations de Navier-Stokes dans le substrat métallique et le lit de poudre, en supposant que ce dernier se comporte comme un fluide Newtonien compressible :

$$\frac{\partial}{\partial t} [\rho(f_p)] + \vec{\nabla} \cdot [\rho(f_p)\vec{u}] = 0 \quad (3.27)$$

$$\rho(f_p) \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \rho(f_p)(\vec{u} \cdot \vec{\nabla})\vec{u} = \vec{\nabla} \cdot \left\{ -pI + \mu(f_p) [\vec{\nabla}\vec{u} + (\vec{\nabla}\vec{u})^T] - \frac{2}{3}\mu(f_p)(\vec{\nabla} \cdot \vec{u})I \right\} + \vec{f}_v \quad (3.28)$$

Idem, les propriétés hydrodynamiques dépendent explicitement de la fraction de poudre $f_p(T)$.

Le terme \vec{f}_v correspond ici à la tension de surface à la frontière liquide/poudre (Figure 3-5) :

$$\vec{f}_v = \sigma_{lp} \kappa(\phi_1) \delta(\phi_1) \vec{n}(\phi_1) \quad (3.29)$$

Dans le modèle précédent, on imposait la tension de surface uniquement à la frontière liquide/gaz. Ici, nous l'imposons également à l'interface liquide/poudre, pour que le bain liquide se sphéroïdise complètement sous son action. Cependant, puisqu'il n'y a pas de frontière explicite entre le bain de fusion et la poudre, nous nous sommes inspirés de la méthode LS pour construire à la place une frontière Eulérienne.

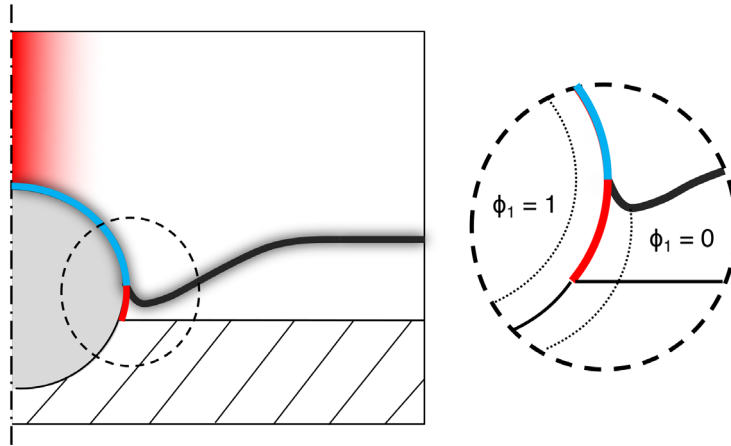


Figure 3-5 Schéma de principe de la tension de surface à l'interface poudre/liquide.

On définit pour cela une fonction auxiliaire ϕ_1 qui suit une loi de Heaviside lissée, centrée sur T_l . On définit à partir de cette fonction la normale à l'interface liquide/poudre $\vec{n}(\phi_1)$, en calculant le gradient de la fonction ϕ_1 :

$$\vec{n}(\phi_1) = \frac{\vec{\nabla}\phi_1}{\|\vec{\nabla}\phi_1\|} \quad (3.30)$$

On définit également la courbure locale en prenant la divergence de la normale :

$$\kappa(\phi_1) = \vec{\nabla} \cdot \left(\frac{\vec{\nabla}\phi_1}{\|\vec{\nabla}\phi_1\|} \right) \quad (3.31)$$

Enfin, le terme $\delta(\phi_1)$ est la fonction Dirac qui, comme en Level-Set, permet de « convertir » un terme surfacique en contribution volumique.

3.3.3 Géométrie et conditions limites

3.3.3.1 Adaptation de l'ALE « double domaine »

Dans le chapitre précédent, nous avons présenté les principes de l'ALE « double domaine ». Grâce à ce traitement géométrique, nous pouvons résoudre les équations de conservation simultanément dans les phases métallique et gazeuse, tout en distinguant ces dernières grâce à des domaines géométriques séparés. Ici, on définit une transition implicite entre le lit de poudre et le substrat grâce à une deuxième fonction auxiliaire ϕ_2 . Celle-ci suit une loi de Heaviside lissée sur un intervalle infinitésimal ($5 \mu\text{m}$ d'épaisseur), et est centrée sur l'interface théorique entre le substrat et la poudre.

Le domaine géométrique et la fonction ϕ_2 sont représentés sur la Figure 3-6, et les conditions limites sont résumées dans le Tableau 3-1.

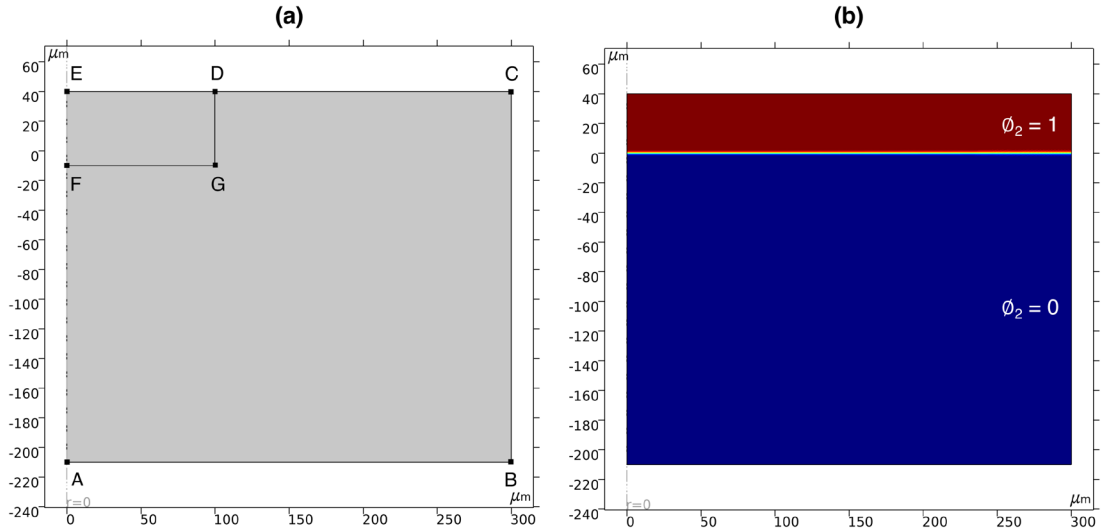


Figure 3-6 (a) Domaine géométrique substrat + lit de poudre. (b) Fonction ϕ_2 .

Tableau 3-1 Conditions limites.

Frontière	Thermique	Hydrodynamique	ALE
AB	Adiabatique	$\vec{u}_l \cdot \vec{n} = 0$	$d_z = 0$
BC	Adiabatique	$\vec{u}_l \cdot \vec{n} = 0$	$d_r = 0$
CE	$I = I_0$ (Beer-Lambert) $-k\vec{\nabla}T \cdot (-\vec{n}) = I_{abs} - \dot{m}L_v$	$(-pI + \mu(f_p) [\vec{\nabla}\vec{u} + (\vec{\nabla}\vec{u})^T]) \cdot \vec{n} =$ $-(P_s - P_{atm}) \cdot \vec{n} + \sigma(f_p)\kappa\vec{n} + \vec{\nabla}_s T \frac{\partial\sigma}{\partial T} \Big _{T>T_l}$	$V_l = \vec{u}_l \cdot \vec{n}$
EA	Symétrie cylindrique	Symétrie cylindrique	$d_r = 0$

3.3.3.2 Conditions limites thermiques

L'apport de chaleur est régi par deux conditions limites. D'abord, le lit de poudre absorbe le flux laser suivant la loi de Beer-Lambert [équation (3.26)]. La condition limite associée à cette loi s'écrit :

$$I_0 = [1 - f_{liq}(T)] A_{eff} \frac{P_L}{\pi R_L^2} f(r) g(t) \cos(\theta) \quad (3.32)$$

avec A_{eff} l'absorbance effective du lit de poudre. I_0 est ainsi pénalisé par $[1 - f_{liq}(T)]$, pour que l'équation de Beer-Lambert soit nulle dans le bain liquide. De manière complémentaire, le flux de chaleur absorbé par le bain liquide s'exprime donc :

$$I_{abs} = f_{liq}(T) A_0 \frac{P_L}{\pi R_L^2} f(r) g(t) \cos(\theta) \quad (3.33)$$

3.3.3.3 Autres conditions limites

Les conditions limites hydrodynamiques et celles de la méthode ALE sont identiques à celles imposées au Chapitre 2. Nous ne les développerons donc pas davantage.

3.3.4 Hypothèses sur les propriétés thermophysiques de la poudre

3.3.4.1 Propriétés thermiques

Dans la littérature, lorsque le lit de poudre est décrit par un milieu homogène, ses propriétés thermiques effectives sont généralement calculées comme la moyenne pondérée des propriétés du métal χ_m et de celles du gaz interstitiel χ_g :

$$\chi_{eff} = \phi_g \chi_g + [1 - \phi_g] \chi_m \quad (3.34)$$

Dans le paragraphe 3.2, nous avons montré que les propriétés thermiques d'un milieu granulaire ne s'expriment pas toujours aussi directement. Dans le cas de la conductivité thermique, l'équation (3.34) correspond à un système de deux conducteurs placés en parallèle par rapport à la direction du flux thermique [équation (3.13)]. Considérons par exemple un lit de poudre d'IN718. La conductivité thermique de l'IN718 solide à température ambiante vaut $8,9 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ [12]. Si on considère que la compacité d'un lit de poudre vaut 0,5 en SLM, alors k_{eff} est estimée à environ $4,5 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ avec l'équation (3.34), soit plus de vingt fois la valeur mesurée par Rombouts et *al.* [11]. En fait ces derniers recommandent de prendre une conductivité effective de l'ordre de dix fois celle de l'air à température ambiante, soit environ $0,26 \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$. C'est la valeur de référence que nous retiendrons pour la suite de l'étude.

En revanche, l'équation (3.34) s'applique directement pour la masse volumique et la capacité thermique [21] :

$$\rho_{eff} = \phi_g \rho_g + [1 - \phi_g] \rho_m \quad (3.35)$$

$$\rho_{eff} c_{p,eff} = \phi_g \rho_g c_{p,g} + [1 - \phi_g] \rho_m c_{p,m} \quad (3.36)$$

3.3.4.2 Propriétés hydrodynamiques

Nous devons ensuite définir la viscosité dynamique et la tension de surface du lit de poudre, deux paramètres purement numériques.

On peut d'abord envisager que la viscosité du lit de poudre soit inférieure ou équivalente à celle du métal liquide. Si les grains de poudre présentent relativement peu d'adhésion et sont libres de se mouvoir les uns par rapports aux autres, alors on peut estimer que le lit de poudre se comporte comme un fluide relativement peu visqueux.

Cependant, l'écoulement des grains de poudre dû au phénomène de recirculation induit par la plume de vapeur (cf. paragraphe 5.4) n'est pas représentable avec cette approche. On pourrait donc raisonner à l'inverse, en fixant une viscosité dynamique élevée de façon à pénaliser tout écoulement dans le lit de poudre. C'est l'hypothèse qui a par exemple été retenue par Chen [19]. Ce dernier impose arbitrairement la valeur de $10 \text{ Pa} \cdot \text{s}$, et fait ensuite décroître la viscosité dynamique sur l'intervalle de densification suivant une loi exponentielle. Cette dernière est préférée à une évolution linéaire ou suivant une loi de Heaviside, parce qu'elle présente en pratique une meilleure convergence numérique. Dans ce chapitre, nous fixons cette valeur à $20 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ (Figure 3-7), et elle fera l'objet d'une étude de sensibilité au paragraphe 3.4.2.

Ensuite, on définit les tensions de surfaces aux frontières liquide/poudre (σ_{lp}) et poudre/gaz (σ_{pg}). On suppose que le lit de poudre n'exerce aucune action mécanique sur le bain liquide. Autrement dit, ce dernier doit être libre de se former et de se « sphéroïdiser » sous l'action de la tension de surface. En conséquence, comme Chen [19], on suppose que $\sigma_{lp} = \sigma$; σ étant la tension de surface à l'interface liquide/gaz, comme définie dans le chapitre précédent.

Ensuite, comme Dal et al. [17], on suppose que $\sigma_{pg} \ll \sigma$. On fixe arbitrairement une valeur de référence à $0,05 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$, celle-ci fera l'objet d'une étude de sensibilité au paragraphe 3.4.2.

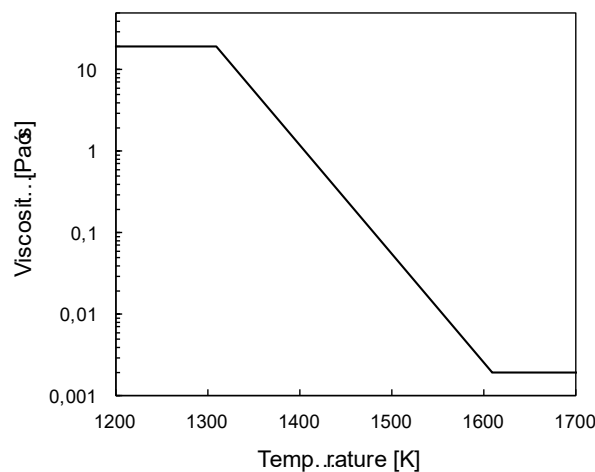


Figure 3-7 Viscosité dynamique du lit de poudre en fonction de la température ($\Delta T_p = 300 \text{ K}$).

3.3.4.3 Propriétés optiques

On estime grâce au modèle de Gusarov et Smurov [22] (cf. paragraphe 1.3.2.3) que l'absorbance effective d'un lit de poudre d'IN718 vaut environ deux fois celle mesurée sur un matériau dense, soit 0,6. Les propriétés thermophysiques de la poudre d'IN718 et de l'argon retenues dans ce chapitre, sont résumées dans le Tableau 3-2 et le Tableau 3-3 respectivement. Les propriétés de l'IN718 dense utilisées sont les mêmes que dans le chapitre précédent (cf. Tableau 2-1).

Tableau 3-2 Résumé des propriétés thermophysiques de l'IN718 et des constantes numériques.

Propriété [unité]	Valeur	Référence
A_{eff} Absorbance effective [-]	0,6	[22]
Constantes numériques [unité]		
ΔT_p Intervalle de densification [K]	300	-
μ_{eff} Viscosité dynamique effective [Pa · s]	20	-
σ_{lp} Tension de surface liquide/poudre [N · m ⁻¹]	1,8	-
σ_{pg} Tension de surface poudre/gaz [N · m ⁻¹]	0,05	-

Tableau 3-3 Propriétés thermophysiques de l'argon.

Propriété [unité]	Valeur	Référence
c_p Chaleur spécifique [J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]	520	[14]
k Conductivité thermique [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	$1,7 \cdot 10^{-2}$	[14]
ρ Masse volumique [kg · m ⁻³]	1,6	[14]
ϕ_g Fraction volumique dans le lit de poudre [-]	0,5	-

3.3.5 Considérations numériques

Le maillage retenu ici est illustré en Annexe 6. On maillie uniformément la zone d'interaction laser-matière (DEFG) avec des éléments triangulaires de 1 μm de côté et le reste du domaine est maillé avec un taux de croissance des éléments égal à 1,05.

Notez enfin que les paramètres du solveur présentés dans le paragraphe 2.3.4.2 sont réutilisés ici.

3.4 Vérification de la méthode numérique

3.4.1 Cas test numérique

3.4.1.1 Définition du cas test

Le cas test réalisé ici est similaire à celui présenté dans le chapitre précédent, au paragraphe 2.4.3. Seules diffèrent les conditions d'interaction laser matière (lit de poudre dans ce chapitre contre pleine tôle précédemment) et les paramètres du procédé, qui sont résumés dans le Tableau 3-4.

Tableau 3-4 Paramètres procédé du benchmark.

Paramètre [unité]	Valeur
e_p	Épaisseur du lit de poudre [μm]
P_L	Puissance laser [W]
R_L	Rayon du faisceau laser [μm]
τ_m	Temps de montée [μs]
t_p	Durée de l'impulsion laser [μs]

3.4.1.2 Résultats

a. Morphologie du bain de fusion et champ de vitesse

On compare la morphologie des bains de fusion simulés par le CEMEF et avec notre modèle, dont les différences ont été résumées précédemment (cf. Tableau 2-6). Au Chapitre 2, on étudiait la forme du bain de fusion en fin d'interaction laser-matière en fonction de la puissance incidente. Ici nous analysons sa dynamique de formation, qui se déroule en trois étapes caractéristiques.

D'abord, la poudre contenue dans le volume d'interaction laser-matière entame sa densification. [Figure 3-8(a)]. En effet, cela est le résultat de l'augmentation de la masse volumique apparente du lit de poudre, partant de celle d'un empilement de sphères ($\rho_{eff} = \phi_f \rho_l$) vers celle du métal liquide ($\rho_{eff} = \rho_l$), lorsque la fraction de poudre $f_p(T)$ passe de 1 à 0 entre T_p et T_l [équations (3.24) et (3.34)]. Ici l'intervalle de densification est fixé à 300 K, soit environ deux fois l'intervalle de fusion. En conséquence, durant les premières 150 μs de la densification, cette dernière se déroule sans fusion. Comme expliqué précédemment, ceci est un artéfact numérique qui aide à faire converger le calcul. Nous étudierons l'impact de cette hypothèse sur les résultats dans les paragraphes 3.4.2 et 3.5.

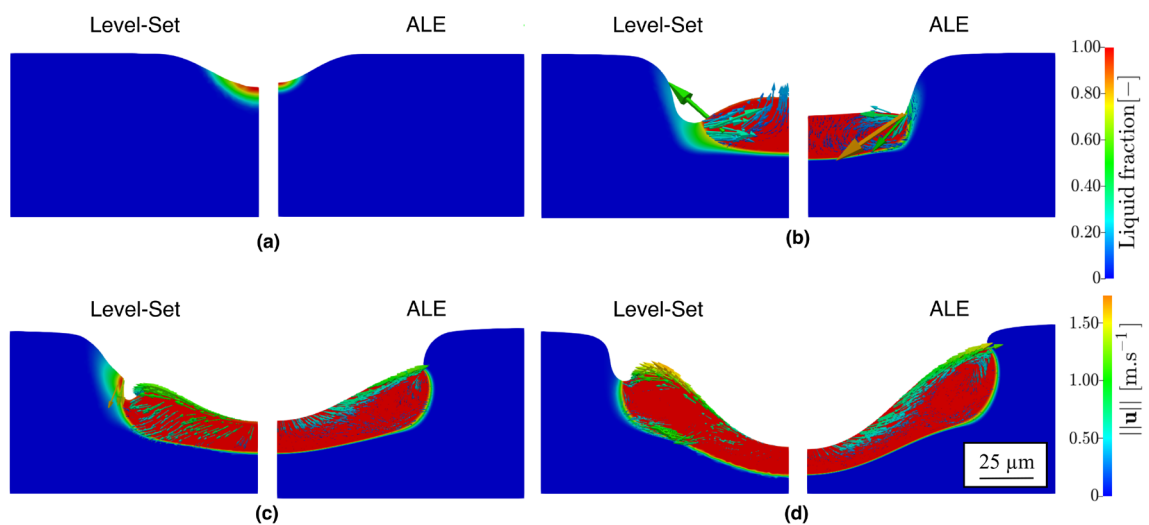


Figure 3-8 Fraction de liquide et champ de vitesse dans le bain de fusion à différents instants : (a) $t = t_p/4$, (b) $t = t_p/2$, (c) $t = 3t_p/4$ et (d) $t = t_p$.

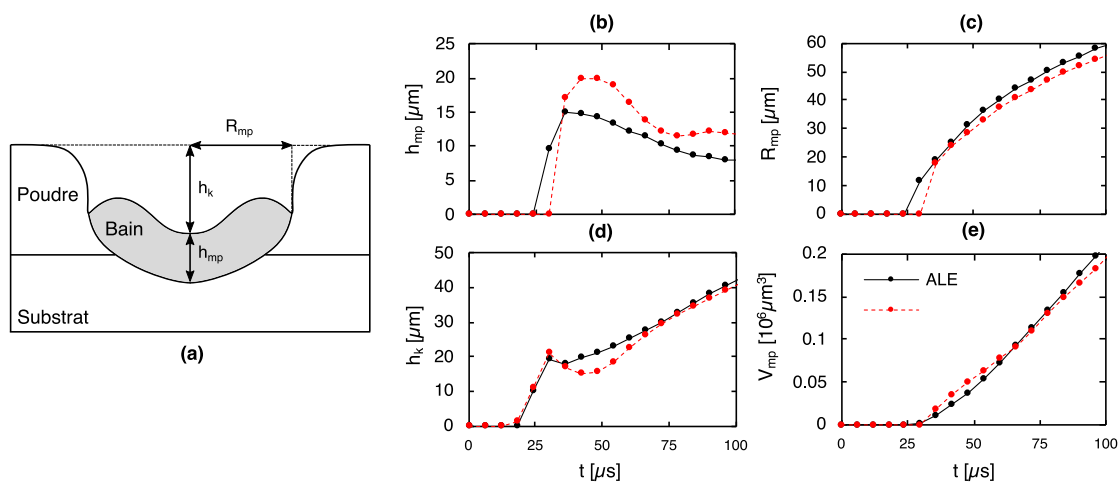


Figure 3-9 (a) Définition des dimensions du bain de fusion. (b)-(d) Évolution des dimensions du bain de fusion au cours de l'interaction (épaisseur du bain, profondeur du capillaire et rayon du bain respectivement). (e) Évolution du volume de métal fondu au cours de l'interaction.

Ensuite, lorsque le volume densifié fond complètement ($f_{liq} = 1$), le bain de fusion se sphéroïdise sous l'action de la tension de surface. Celle-ci s'applique continuellement le long des interfaces liquide/gaz et liquide/poudre, puisque nous avons supposé que la poudre entourant le bain de fusion n'exerce aucune action mécanique sur ce dernier (Figure 3-8(b), gauche). Dans le cas du tir statique sur pleine tôle, la contrainte thermocapillaire est le principal moteur de l'écoulement lorsque la vaporisation n'a pas encore commencé (elle est ensuite remplacée par la pression de recul). Lorsque le coefficient thermocapillaire est négatif (ce qui est le cas de l'IN718), alors le métal liquide circule du centre de la zone d'interaction vers la périphérie du bain de fusion, c'est-à-dire dans le sens opposé au gradient thermique tangentiel. Ici, c'est plutôt le processus de sphéroïdisation qui domine les écoulements dans le bain liquide, si bien que le métal liquide circule de la périphérie vers le centre du bain.

Lorsque la température de vaporisation est dépassée, la pression de recul s'applique à l'interface liquide/gaz. Elle commence par écraser la goutte métallique formée lors de la phase de sphéroïdisation (Figure 3-8, droite), puis forme une déflexion peu profonde [Figure 3-8(c)] qui aide le bain de fusion à pénétrer le substrat métallique situé sous le lit de poudre [Figure 3-8(d)]. Sous l'action de la pression de recul et du mouvement vertical de l'interface liquide/gaz, le métal liquide circule alors du centre de la zone d'interaction vers la périphérie du bain de fusion.

Globalement, c'est la même séquence qui est décrite par les deux modèles. Cependant, on note une première différence : la vaporisation ne débute pas aux mêmes instants. Sur la Figure 3-8 ($t = t_p/2$), le bain de fusion est déjà aplati par la pression de recul côté PIMM, tandis qu'il est toujours en phase de sphéroïdisation côté CEMEF.

On note ensuite une deuxième différence morphologique lorsque le capillaire peu profond s'est formé. En effet, le bain de fusion côté PIMM semble « collé » au lit de poudre environnant tandis que côté CEMEF, le bourrelet en périphérie du bain a une forme plus arrondie. Comme dans le chapitre précédent, la contrainte thermocapillaire - donc la vitesse de circulation du fluide en périphérie du bain - est plus faible avec la méthode LS qu'avec la description ALE. Elle maintient donc le bain de fusion collé au lit de poudre avec la méthode ALE, ce qui n'est pas le cas avec la méthode LS.

Hormis ces différences morphologiques, les deux modèles présentent donc les mêmes étapes de

formation du bain de fusion en tir statique sur lit de poudre, ce qui constitue un premier échelon de vérification qualitative de la méthode numérique. Si nous comparons maintenant (Figure 3-9) les dimensions et le volume de bain de fusion au cours du temps, la dynamique de formation des bains de fusion associée conforte l'analyse qualitative formulée précédemment. La similitude entre les modèles est notable.

Ensuite, les modèles LS et ALE présentent les mêmes écarts que dans le cas pleine tôle : le modèle ALE prédit des bains de fusion plus larges et moins épais que le modèle LS, avec des épaisseurs de liquide plus faibles. Encore une fois, cela est dû à la différence de traitement des contraintes à l'interface liquide/gaz. La méthode LS intègre la pression de recul et la contrainte thermocapillaire sur une épaisseur non-nulle, si bien que leurs effets sur les écoulements dans le bain sont atténués. Aussi, la différence de dynamique de sphéroïdisation se traduit par une épaisseur de bain 35% plus importante côté CEMEF et d'une déflexion de l'interface liquide/gaz d'autant moins profonde lorsque $t = t_p/2$ (Figure 3-9(b) et (d) respectivement).

Enfin, comme dans le cas pleine tôle, les volumes de bain fondu sont similaires, ce qui confirme le fait que la même quantité d'énergie est apportée malgré les différentes approches.

b. Champ de température

On compare ensuite sur la Figure 3-10 les champs de température dans le lit de poudre et le domaine métallique. On observe tout d'abord, que conformément à la loi de Beer-Lambert [équation (3.26)], le lit de poudre est chauffé en volume et non pas simplement de façon superficielle comme les métaux denses [Figure 3-10(a)].

Ensuite, si pendant la phase de densification les deux modèles calculent des températures maximales strictement égales, celle calculée dans le bain par notre modèle à la fin de la sphéroïdisation est près de 500 K supérieure à celle estimée par le modèle CEMEF (environ 3700 K contre 3200 K respectivement). On confirme donc bien que la vaporisation a déjà commencé côté PIMM, tandis qu'elle débute à peine côté CEMEF.

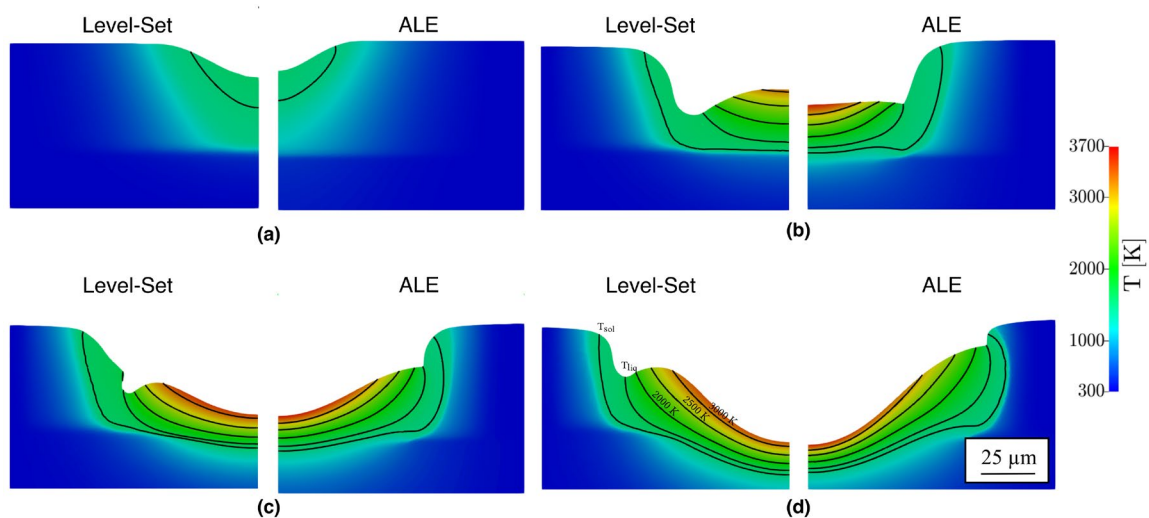


Figure 3-10 Champ de température et isocontours (T_{sol} , T_{liq} , 2000 K, 2500 K et 3000 K) à différents instants.

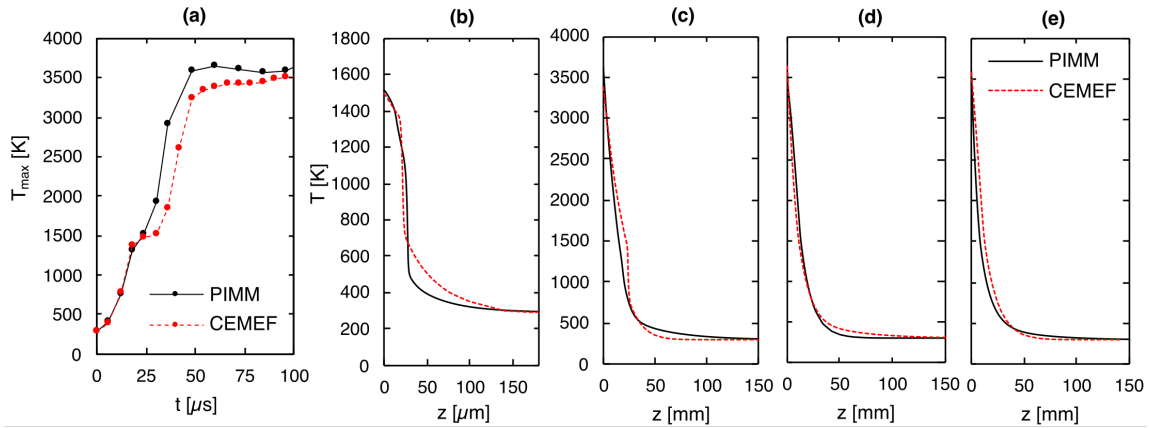


Figure 3-11 (a) Température maximale dans le bain de fusion en fonction du temps. (b)-(e) Température en fonction de la profondeur sur l'axe de symétrie à $t = t_p/4$, $t = t_p/2$, $t = 3t_p/4$ et $t = t_p$ respectivement.

Pour comprendre cet effet il faut analyser la Figure 3-11(a). L'évolution de la température maximale en fonction du temps y est la même pour les deux modèles, jusqu'au point d'inflexion qui marque la fusion du matériau densifié. Côté PIMM, il s'agit bien d'un simple point d'inflexion tandis que côté CEMEF, on trouve un véritable plateau qui s'étend sur une dizaine de microsecondes. C'est à ce moment-là qu'un retard se creuse entre les deux modèles.

Pour expliquer cette différence, on pourrait en première hypothèse se tourner vers la différence de modèles de changement de phase (cf. Tableau 2-6). Le CEMEF implémente une loi enthalpique qui prend en compte le saut d'enthalpie à la fusion, tandis que notre modèle traite le changement de phase par une capacité thermique massique équivalente. Cependant, d'après les travaux de Bonacina et al. [23], ces deux approches sont équivalentes lorsque les chemins de solidification sont identiques [cf. équations (2.38)-(2.43)], ce qui est le cas ici.

En fait, il faut plutôt s'intéresser au changement de régime d'interaction qui s'opère entre T_{sol} et T_{liq} . En effet, au changement de phase, on passe du terme source volumique de Beer-Lambert à un terme flux surfacique [équations (3.32) et (3.33)]. On a vu dans le cas test précédent que le flux imposé sur le métal liquide par la méthode LS est bien représentatif du flux imposé par la méthode ALE. Cependant, ce terme est ici diffusé deux fois par rapport au flux ALE : une première fois via la fonction Dirac (qui « convertit » la source surfacique en source volumique) et une deuxième fois via la fraction de liquide f_{liq} , qui permet de limiter l'application de ce terme au bain de liquide seul. Cette double pondération du flux incident atténue son effet sur la dynamique de chauffage durant le changement de phase, ce qui se traduit par un décalage temporel entre les deux thermogrammes. En revanche, une fois le métal entièrement fondu, les pentes des deux courbes sont identiques, et les deux modèles se retrouvent à nouveau dans le même régime d'interaction.

Ensuite côté PIMM, la température maximale passe par un maximum local, avant de décroître légèrement. Cet effet, qui n'est pas observé côté CEMEF, correspond à l'instant où le bain de fusion, initialement isolé du substrat par une couche de poudre, pénètre dans le substrat. La chaleur qui s'accumulait dans le volume du bain de fusion est alors évacuée par le substrat, d'où la légère inflexion de la courbe. Ensuite, la température maximale ré-augmente et les deux thermogrammes convergent (à $t = t_p$, 3637 K et 3513 K pour le PIMM et le CEMEF respectivement, soit moins de 5% d'écart).

Ce phénomène est probablement peu représentatif du procédé réel. En réalité, les grains de poudre en contact direct avec le bain de fusion y sont incorporés par capillarité, et on peut donc douter qu'une couche isolante ne se forme entre le bain de fusion et le substrat.

On remarque enfin la bonne correspondance entre les profils de température verticaux estimés par les deux modèles. À $t = t_p/2$, les profils diffèrent à cause justement du début de la transition entre les termes volumiques et surfaciques. Ensuite, à mesure que le régime de conduction forcée s'établit et que le bain de fusion s'apparente à celui du cas pleine tôle, les profils de température simulés par les deux modèles convergent, au même titre que dans le chapitre précédent.

c. Bilan

En somme, les deux modèles sont très similaires qualitativement et quantitativement, vérifiant ainsi l'approche numérique proposée dans ce chapitre. Quelques différences sont néanmoins observées pendant la phase de densification du lit de poudre, qui dépend le plus des hypothèses numériques fortes sur lesquelles repose l'approche continue-équivalente. En cela, le benchmark numérique met en avant la nécessité d'une analyse de sensibilité du modèle aux paramètres de densification (cf. paragraphe ci-dessous). Passé cette étape, qui ne représente finalement qu'un court transitoire du procédé SLM (quelques dizaines de microsecondes), les deux modèles s'accordent aussi bien que dans le cas pleine tôle.

3.4.2 Études de sensibilité

En utilisant le modèle développé pour le benchmark numérique, nous avons étudié la sensibilité des dimensions du bain de fusion à quatre paramètres : la conductivité effective k_{eff} , l'intervalle de densification ΔT_p , la viscosité dynamique effective μ_{eff} et la tension de surface σ_{pg} à l'interface poudre/gaz. Les contours des bains de fusion obtenus dans différentes configurations sont tracés sur la Figure 3-12.

D'abord, on fait varier la conductivité thermique effective entre $0,5k_{eff}$ et $2k_{eff}$. Nous avons choisi de multiplier et diviser k_{eff} par deux, parce que d'après l'étude de MPM [8], c'est l'erreur que l'on commet en estimant la conductivité thermique d'un lit de poudre par un modèle équivalent. On constate sur la Figure 3-12(a) que ni l'interface poudre/gaz, ni le contour de la ZF ne varient avec k_{eff} . D'après notre étude, le modèle n'est donc pas sensible à la conductivité thermique effective, confirmant l'hypothèse formulée au paragraphe 3.2.5. Dans le cadre d'une simulation avec l'approche continue-équivalente, il suffit donc d'estimer l'ordre de grandeur de la conductivité thermique effective du lit de poudre à l'aide d'un des modèles présentés plus haut, idéalement celui de Hadley [2] étalonné avec des échantillons de poudre de SLM.

On étudie ensuite la sensibilité du bain de fusion à l'intervalle de densification [Figure 3-12(b)]. La simulation de référence est obtenue avec $\Delta T_p = 300$ K. On diminue sa valeur jusqu'à 100 K, l'intervalle de fusion ΔT vaut 166 K (cf. Tableau 2-1). Comme attendu, la forme de la ZF est assez sensible à ce paramètre. En particulier, plus ΔT_p s'approche de ΔT , plus le bain de fusion s'élargit, et plus le volume fondu en périphérie est important. La profondeur de pénétration augmente également, mais se stabilise à partir de $\Delta T_p = 200$ K. Théoriquement, on devrait privilégier la solution $\Delta T_p = \Delta T$, mais le modèle numérique converge d'autant mieux que l'intervalle de densification est élevé. L'idéal serait de comparer nos solutions à des résultats expérimentaux de référence. En l'absence de telles données, on préconise comme Chen [19] de prendre la plus petite valeur de ΔT_p supérieure à ΔT (ici 200 K), en sachant qu'on commet une erreur sur le volume fondu.

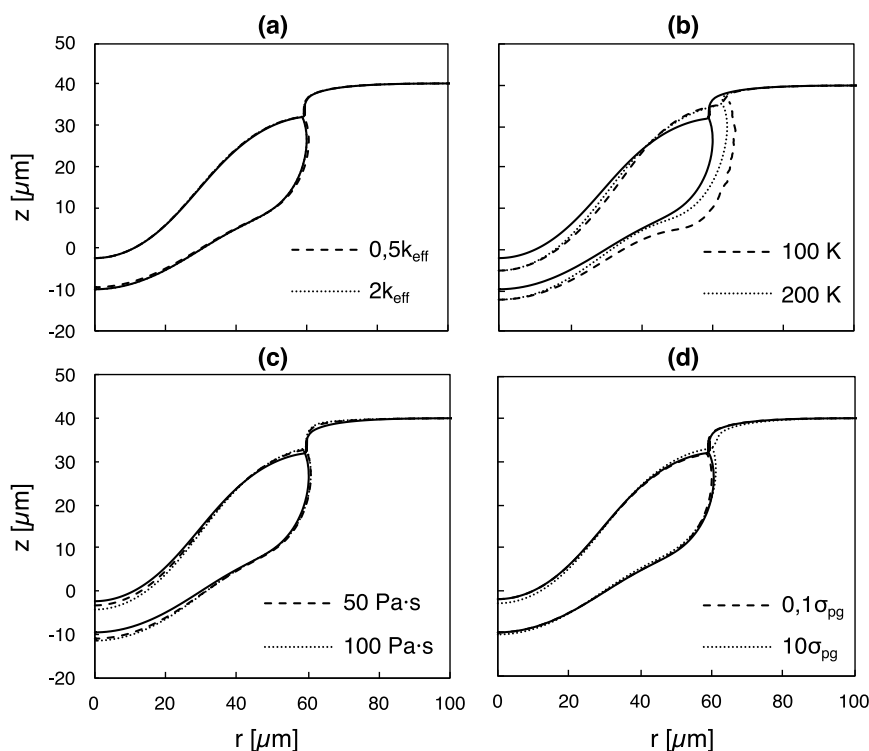


Figure 3-12 Sensibilité des dimensions de la ZF à (a) la conductivité thermique effective, (b) l'intervalle de densification, (c) la viscosité dynamique effective et (d) la tension de surface à l'interface poudre/gaz. Le bain de fusion tracé en trait plein est la solution de référence obtenue lors du benchmark numérique.

Troisièmement, on analyse la sensibilité du modèle aux variations de viscosité dynamique effective [Figure 3-12(c)]. Pour rappel, dans la simulation de référence, nous avons fixé sa valeur à $20 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ de façon à pénaliser les écoulements et la déformation du lit de poudre. Seule la profondeur de pénétration du bain est sensible à la viscosité dynamique effective, mais dans des proportions moins importantes qu'à l'intervalle de solidification. La forme du bain liquide converge à partir de $\mu_{eff} = 50 \text{ Pa} \cdot \text{s}$ et l'erreur commise sur la position verticale du centre du bain de fusion n'est que de $2 \mu\text{m}$ lorsque μ_{eff} vaut $20 \text{ Pa} \cdot \text{s}$. On recommandera tout de même pour les calculs ultérieurs de prendre $\mu_{eff} = 50 \text{ Pa} \cdot \text{s}$.

On analyse enfin la sensibilité du modèle à la tension de surface effective, sur une gamme allant de $0,5 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$ à $0,005 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$. Le contour de la ZF et de l'interface poudre/gaz n'évoluent guère sur cet intervalle. Ce résultat paraît logique pour $\sigma_{pg} = 0,005 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$, parce que plusieurs ordres de grandeur séparent cette valeur de σ , la tension de surface liquide/gaz. Cependant, on aurait pu s'attendre à ce que la morphologie du bain de fusion change davantage lorsque $\sigma_{pg} = 0,5$, puisque cette valeur représente tout de même 30% de σ . Si le bain de fusion ne se déforme pas même avec cette valeur, cela signifie donc que la pénalisation des écoulements dans le lit de poudre est bien effective. On peut donc finalement garder la valeur de référence de $0,05 \text{ N} \cdot \text{m}^{-1}$.

En somme, nous avons validé les choix de quatre paramètres numériques. L'étude de sensibilité a montré que le modèle n'était sensible ni à la conductivité thermique effective, ni aux viscosité et tension de surface effectives. En revanche, il est relativement sensible à la valeur de l'intervalle de densification. Dans ce qui suit, on compare donc les dynamiques de formation du bain de fusion avec et sans lit de poudre, pour différents ΔT_p .

3.5 Hydrodynamique du bain de fusion avec et sans lit de poudre

La dernière étude compare la dynamique de déformation des bains de fusion simulés avec ou sans lit de poudre (soudage laser *vs.* fusion laser sélective). Comparer les modèles développés au cours de ces deux derniers chapitres permet de vérifier si l'on retrouve numériquement les similitudes supposées, et à partir des résultats, de définir dans quelles mesures il est nécessaire d'intégrer ou non un modèle de lit de poudre équivalent dans notre outil de simulation thermo-hydrodynamique.

On reprend donc les paramètres du procédé précédents (Tableau 3-4), mais on augmente le temps d'interaction à $120 \mu\text{s}$ (pour atteindre le régime permanent). De plus, ici la pression de recul est calculée de façon auto-consistante avec la formule de Knight (cf. paragraphe 2.2.1.2), pour obtenir des résultats physiques. La morphologie et les écoulements dans le bain liquide pour les deux configurations sont ensuite comparés sur la Figure 3-13, et l'évolution temporelle des grandeurs caractéristiques des bains de fusion est présentée en Figure 3-14.

On observe tout d'abord la très grande similitude morphologique entre les bains de fusion obtenus avec et sans lit de poudre à $t = 120 \mu\text{s}$ (Figure 3-13). On retrouve bien comme précédemment la pression de recul qui éjecte le métal liquide du centre de la zone d'interaction à la périphérie du bain, zone dans laquelle on trouve une boucle de recirculation caractéristique de la convection thermocapillaire.

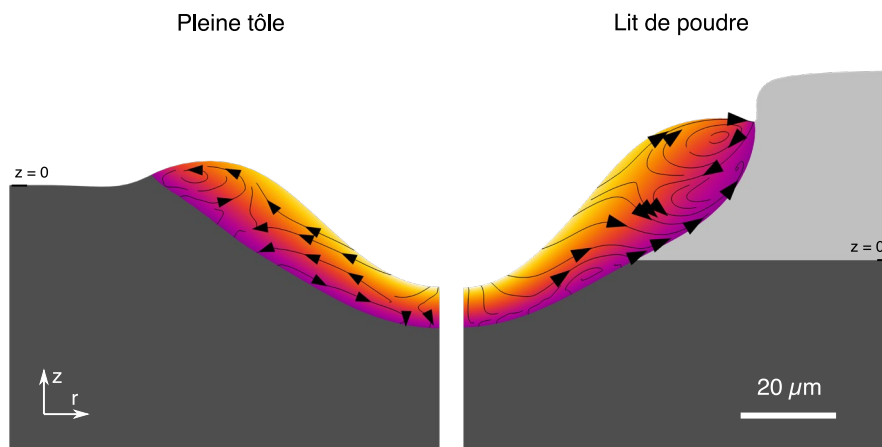


Figure 3-13 Comparaison des bains de fusion et des champs de température simulés sans et avec lit de poudre (toutes choses étant égales par ailleurs) à $t = 120 \mu\text{s}$. Le lit de poudre a une compacité de 0,5. Les substrats sont positionnés à $\frac{1}{2}$ lit de poudre de décalage pour faire correspondre les bains de fusion.

Ensuite, on étudie l'évolution temporelle de l'épaisseur de bain de fusion, tracé sur la Figure 3-14(a). Les cas pleine tôle et lit de poudre (quelle que soit la valeur de ΔT_p), se distinguent d'abord nécessairement sur les premières $40 \mu\text{s}$ de fusion (entre $20 \mu\text{s}$ et $60 \mu\text{s}$), qui correspondent à la phase de sphéroïdisation du bain. Comme vu lors du benchmark, cette étape est caractéristique du tir statique sur lit de poudre avec l'épaisseur de bain de fusion qui augmente sous l'action de la tension de surface. Ensuite, lorsque la pression de recul s'applique sur l'interface liquide/gaz, la bille de liquide s'écrase, l'épaisseur de bain diminue et tend vers la même valeur que dans le cas pleine tôle. Avec le modèle du piston, on a vu que l'épaisseur de bain liquide en régime permanent était proportionnelle à α_l/V_d [équation (2.28)], où la vitesse de perçage V_d dépend de l'intensité absorbée. Donc, avec ou

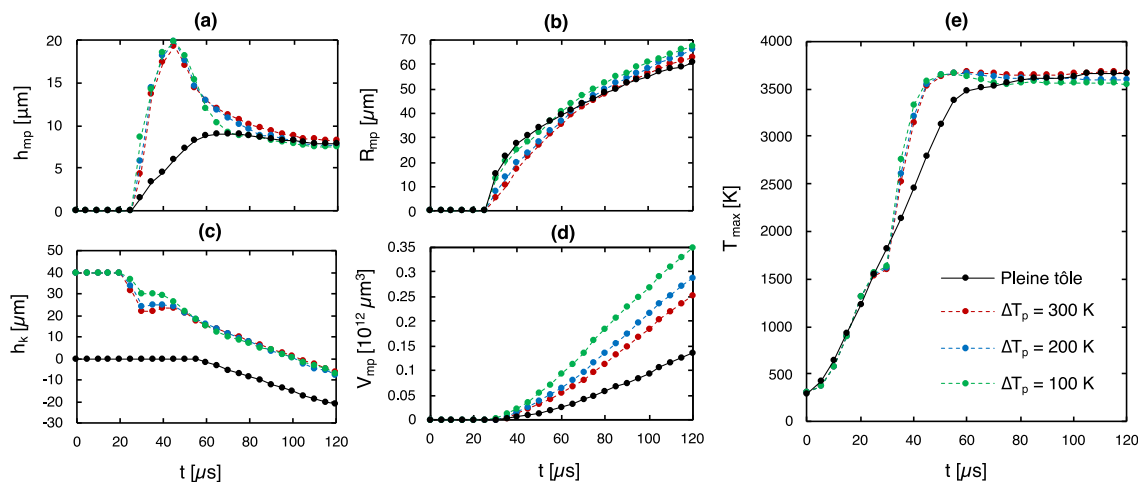


Figure 3-14 Comparaison de cinq grandeurs caractéristiques des bains de fusion sans et avec lit de poudre. (a) Épaisseur du bain de fusion. (b) Rayon du bain de fusion. (c) Profondeur de la déflexion de l'interface liquide/gaz. (d) Volume de bain fondu. (e) Température maximale.

sans poudre, une fois le métal fondu et le régime permanent établi, les épaisseurs de bain de fusion tendent nécessairement vers la même valeur. Ce résultat, prévisible grâce au modèle du piston, est donc vérifié ici par simulation numérique. La valeur de ΔT_p n'exerce qu'une influence marginale sur ce résultat (jusqu'à 2 μm d'écart).

On s'intéresse ensuite à l'évolution du rayon des bains de fusion en fonction du temps, tracés sur la Figure 3-14(b) dans les cas pleine tôle et lit de poudre, pour différentes valeurs de ΔT_p . La similitude entre les deux configurations est totale. Comme dans le paragraphe précédent, la largeur du bain de fusion sur lit de poudre augmente lorsque ΔT_p diminue. Expérimentalement, on s'attendrait à ce que le bain de fusion sur lit de poudre soit encore plus large que ce qu'on observe ici, en raison de l'alimentation par de la poudre environnante via le phénomène de dénudation. Ici avec l'approche équivalente, ce phénomène n'est *a priori* pas modélisable.

On regarde également l'évolution temporelle de la position de l'interface liquide gaz sur l'axe de symétrie [Figure 3-14(c)]. Au début de l'interaction, il y a un décalage vertical de 40 μm entre la configuration pleine tôle et les configurations lit de poudre, qui correspond à l'épaisseur initiale du lit de poudre. À la fin de la densification ($t = 30 \mu\text{s}$), l'écart n'est plus que de 20 μm , puisque le lit de poudre a une compacité de 0,5.

Ensuite, une fois que la vaporisation a commencé, la profondeur de la déflexion augmente (en valeur absolue) avec le temps dans les deux situations et à la même vitesse (les courbes sont parfaitement parallèles). De ce fait, l'écart d'environ un demi lit de poudre est ensuite conservé. Là encore, ce résultat était prévisible avec le modèle du piston. On a vu que la vitesse de perçage en régime permanent était conditionnée par l'intensité absorbée. Donc, comme pour l'épaisseur de bain de fusion, qu'il y ait de la poudre ou non, une fois que le métal fond, les vitesses de perçage avec et sans poudre sont les mêmes. Les profondeurs de bain doivent donc être décalées de plus ou moins une demi-épaisseur de lit de poudre (en fonction de la compacité initiale du lit de poudre). C'est en tout cas ce que montrent les essais expérimentaux de Cunningham et *al.* [24] pour des lignes de fusion. Ici, ce résultat n'est pas sensible à la valeur de ΔT_p .

On s'intéresse ensuite au volume fondu [Figure 3-14(d)], qui augmente en présence d'un lit de

poudre. Ce résultat s'explique par le fait que l'énergie absorbée par le système (poudre + substrat) est deux fois plus importante au début de l'interaction laser-matière, jusqu'à la fin de la densification. On trouve d'ailleurs de manière cohérente que lorsque $\Delta T_p = 200 K \approx \Delta T$, le volume de bain fondu est environ deux fois plus important que sur pleine tôle. En SLM, le résultat serait différent puisqu'en régime permanent, le laser interagit avec un bain de fusion qui se déplace dans une zone dénudée, et qui est alimenté indirectement en poudre via le phénomène d'entraînement.

On analyse enfin l'évolution de la température maximale en fonction du temps [Figure 3-14(e)], qui est identique sur les premières 30 μs . Ensuite, lors de la fusion, la température augmente plus vite côté lit de poudre, parce que le volume de bain absorbant l'énergie est isolé du substrat par une couche de poudre isolante. Lorsque la pression de recul s'exerce et que le bain de fusion pénètre finalement le substrat sous le lit de poudre, la courbe s'infléchit légèrement puisque la chaleur s'évacue alors par le substrat (comme déjà discuté). La thermique est ensuite pilotée par la convection dans le bain de fusion, elle-même dictée par la pression de recul. Finalement, dès que la poudre fond, la température maximale dans le bain est identique à celle observée dans le cas pleine tôle, comme décrit par le modèle du piston.

En somme, on montre par cette étude numérique comparative que les procédés de soudage laser et de fusion laser sélectives sont très similaires, du moins à cette échelle. Le tir statique présente bien sûr ses spécificités au début de l'interaction laser-matière, avant la fusion du lit de poudre. En revanche, *dès que le bain de fusion se forme et que le régime de conduction forcée s'établit, l'hydrodynamique dans le bain de fusion lors d'un tir statique sur lit de poudre se ramène à celle que l'on observe classiquement lors d'un tir statique sur pleine tôle, telle que décrite par le modèle du piston.* Cette similitude est d'ailleurs observée quelle que soit la valeur du paramètre numérique ΔT_p .

Ce résultat questionne donc sur l'utilité d'intégrer un lit de poudre équivalent dans notre modèle thermo-hydrodynamique. À partir des résultats que nous avons montrés jusqu'ici, on peut d'ores et déjà dresser deux scenarii :

- Si l'on cherche à étudier la dynamique de formation du bain de fusion, les régimes d'interaction associés (conduction forcée, *keyhole*), les phénomènes physiques locaux qui concernent l'interaction du laser avec le bain liquide, et la thermique sur un seul cordon, alors on devrait pouvoir se limiter à une simulation de fusion laser sur pleine tôle.
- En revanche, si l'on cherche à décrire la formation d'un cordon de SLM, sa topographie, l'occurrence de défaut comme le *balling* ou le *humping* ou la thermique sur plusieurs cordons, alors il faut nécessairement intégrer un modèle de lit de poudre. D'ailleurs, comme rappelé en introduction de ce chapitre, ce modèle est *par nature* un compromis entre l'échelle de représentation et la représentativité physique des résultats. Donc il est tout à fait pertinent de l'utiliser lorsque l'on souhaite travailler à une échelle qui dépasse le simple monocordon.

Puisque nous nous intéressons aux phénomènes physiques qui règnent à l'échelle du bain de fusion, nous ignorerons donc le lit de poudre dans la suite du manuscrit.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié la pertinence et l'utilité d'un modèle de lit de poudre de SLM équivalent, dans l'analyse des phénomènes hydrodynamiques qui règnent à l'échelle du bain de fusion.

En introduisant le concept de milieu équivalent à travers les modèles de conductivité thermique apparente, nous avons d'abord montré que par nature, ces approches moyennées ne sont pertinentes que lorsqu'on souhaite faire un compromis entre l'échelle de modélisation et la représentativité des phénomènes physiques. Nous avons ensuite présenté quelques valeurs de la conductivité thermique des lits de poudre en SLM, de l'ordre de $10^{-1} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, soit dix fois celle d'un gaz et dix à cent fois plus faible que celle d'un métal dense. Nous avons donc supposé que *le lit de poudre ne joue qu'un rôle marginal sur la thermique et la dynamique de formation d'un capillaire de vapeur*.

Nous avons ensuite vérifié cette hypothèse en comparant la formation d'un *keyhole* avec poudre (configuration SLM) et sans lit de poudre (configuration soudage laser). Avant la vaporisation, les dynamiques sont différentes puisque le lit de poudre passe par deux étapes qui lui sont spécifiques : la densification et la sphéroïdisation. En revanche, passé ces étapes transitoires (quelques dizaines de microsecondes), *la dynamique du capillaire de vapeur sur lit de poudre converge strictement vers celle observée sur pleine tôle (prévue par le modèle du piston)*.

Par conséquent, nous tirons les conclusions suivantes concernant la simulation numérique du procédé SLM :

(1) Si l'objet d'étude est l'hydrodynamique du bain fondu et l'interaction entre le laser et le bain liquide, alors un modèle de tir sur pleine tôle est suffisant.

(2) Si l'objet d'étude est la topographie des cordons, l'apparition de défaut de type *humping* ou *balling*, ou l'étude des multi-cordons de SLM, alors le modèle de lit de poudre équivalent est très pertinent. De ce fait, la dimension collaborative du projet (à travers les cas tests numériques) prend tout son sens puisque le CEMEF utilise justement ce modèle continu-équivalent pour simuler des recouvrements de cordons.

(3) Si l'objet d'étude est la formation de projections solides, et l'éventuel impact du caractère stochastique du lit de poudre sur la stabilité des cordons, alors un modèle granulaire (avec interaction particule-plume de vapeur), est nécessaire. Ce dernier point met en avant la principale limite du modèle continu-équivalent, puisque *l'intérêt d'étudier le lit de poudre en SLM se situe justement dans la possibilité de prévoir ces événements (projections, inclusions) néfastes pour le procédé*.

Dans le chapitre suivant, on présente la troisième brique de simulation de la thèse, qui concerne le phénomène de réflexions multiples du rayonnement laser dans le capillaire de vapeur. Ce phénomène physique dit de « piégeage de faisceau » est à l'origine du régime de *keyhole*, et conditionne en grande partie le couplage énergétique et la stabilité des bains de fusion dans ce régime.

Bibliographie

- [1] K. Vafai, ed., Handbook of porous media, 2nd ed, Taylor & Francis, Boca Raton, 2005.
- [2] G.R. Hadley, Thermal conductivity of packed metal powders, International Journal of Heat and Mass Transfer. 29 (1986) 909–920. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(86\)90186-9](https://doi.org/10.1016/0017-9310(86)90186-9).
- [3] M. Kaviani, Principles of Heat Transfer in Porous Media, Springer US, New York, NY, 1991. <https://doi.org/10.1007/978-1-4684-0412-8>.
- [4] P. Zehner, E.U. Schlünder, Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen: Wärmeleitfähigkeit von Schüttungen bei mäßigen Temperaturen, Chemie Ingenieur Technik. 42 (1970) 933–941. <https://doi.org/10.1002/cite.330421408>.
- [5] J.C. Maxwell, A treatise on electricity and magnetism, Republ. of 3. ed., Oxford 1891, Dover Publ, New York, 1973.
- [6] H.W. Zhang, Q. Zhou, H.L. Xing, H. Muhlhaus, A DEM study on the effective thermal conductivity of granular assemblies, Powder Technology. 205 (2011) 172–183. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2010.09.008>.
- [7] T. Tsory, N. Ben-Jacob, T. Brosh, A. Levy, Thermal DEM–CFD modeling and simulation of heat transfer through packed bed, Powder Technology. 244 (2013) 52–60. <https://doi.org/10.1016/j.powtec.2013.04.013>.
- [8] D. Moser, S. Pannala, J. Murthy, Computation of Effective Thermal Conductivity of Powders for Selective Laser Sintering Simulations, Journal of Heat Transfer. 138 (2016) 082002. <https://doi.org/10.1115/1.4033351>.
- [9] K. Marchais, J. Girardot, C. Metton, I. Iordanoff, A 3D DEM simulation to study the influence of material and process parameters on spreading of metallic powder in additive manufacturing, Comp. Part. Mech. (2021). <https://doi.org/10.1007/s40571-020-00380-z>.
- [10] R.A. Crane, R.I. Vachon, A prediction of the bounds on the effective thermal conductivity of granular materials, International Journal of Heat and Mass Transfer. 20 (1977) 711–723. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(77\)90169-7](https://doi.org/10.1016/0017-9310(77)90169-7).
- [11] M. Rombouts, L. Froyen, A.V. Gusarov, E.H. Bentefour, C. Glorieux, Photopyroelectric measurement of thermal conductivity of metallic powders, Journal of Applied Physics. 97 (2005) 024905. <https://doi.org/10.1063/1.1832740>.
- [12] K.C. Mills, Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys, Woodhead, Cambridge, 2002.
- [13] L.C. Wei, L.E. Ehrlich, M.J. Powell-Palm, C. Montgomery, J. Beuth, J.A. Malen, Thermal conductivity of metal powders for powder bed additive manufacturing, Additive Manufacturing. 21 (2018) 201–208. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2018.02.002>.
- [14] Gas Encyclopedia Air Liquide, (2020). <https://encyclopedia.airliquide.com> (accessed November 24, 2020).
- [15] C.J. Smith, S. Tamas-Williams, E. Hernandez-Nava, I. Todd, Tailoring the thermal conductivity of the powder bed in Electron Beam Melting (EBM) Additive Manufacturing, Sci Rep. 7 (2017) 10514. <https://doi.org/10.1038/s41598-017-11243-8>.
- [16] C.T. Hsu, P. Cheng, K.W. Wong, Modified Zehner-Schlunder models for stagnant thermal conductivity of porous media, International Journal of Heat and Mass Transfer. 37 (1994) 2751–2759. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(94\)90392-1](https://doi.org/10.1016/0017-9310(94)90392-1).
- [17] M. Dal, P. Peyre, V. Gunenthiram, M. Schneider, A new equivalent approach for additive manufacturing (ALM) numerical simulation, in: International Congress on Applications of

- Lasers & Electro-Optics, Laser Institute of America, San Diego, California, USA, 2016: p. 1901.
<https://doi.org/10.2351/1.5118558>.
- [18] S. Kolossov, E. Boillat, R. Glardon, P. Fischer, M. Locher, 3D FE simulation for temperature evolution in the selective laser sintering process, *International Journal of Machine Tools and Manufacture*. 44 (2004) 117–123. <https://doi.org/10.1016/j.ijmachtools.2003.10.019>.
- [19] Q. Chen, Thermomechanical numerical modeling of additive manufacturing by selective laser melting of powder bed: Application to ceramics materials, MINES ParisTech, 2018. HAL Id: hal-01552410. <https://hal-mines-paristech.archives-ouvertes.fr/hal-01552410>.
- [20] C. Körner, A. Bauereiß, E. Attar, Fundamental consolidation mechanisms during selective beam melting of powders, *Modelling Simul. Mater. Sci. Eng.* 21 (2013) 085011. <https://doi.org/10.1088/0965-0393/21/8/085011>.
- [21] A. Foroozmehr, M. Badrossamay, E. Foroozmehr, S. Golabi, Finite Element Simulation of Selective Laser Melting process considering Optical Penetration Depth of laser in powder bed, *Materials & Design*. 89 (2016) 255–263. <https://doi.org/10.1016/j.matdes.2015.10.002>.
- [22] A.V. Gusarov, I. Smurov, Radiation transfer in metallic powder beds used in laser processing, *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*. 111 (2010) 2517–2527. <https://doi.org/10.1016/j.jqsrt.2010.07.009>.
- [23] C. Bonacina, G. Comini, A. Fasano, M. Primicerio, Numerical solution of phase-change problems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 16 (1973) 1825–1832. [https://doi.org/10.1016/0017-9310\(73\)90202-0](https://doi.org/10.1016/0017-9310(73)90202-0).
- [24] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, *Science*. 363 (2019) 849–852. <https://doi.org/10.1126/science.aav4687>.

Chapitre 4

Modélisation et simulation des réflexions multiples dans le keyhole

Table des matières

4.1	INTRODUCTION	124
4.2	MODÈLE ANALYTIQUE DE GOUFFÉ	124
4.3	DÉFINITION DU MODÈLE DE TRACÉ DE RAYONS SOUS COMSOL	127
4.3.1	RAPPEL SUR LES MODÈLES DÉVELOPPÉS AVEC COMSOL	127
4.3.2	IDÉE GÉNÉRALE DE LA NOUVELLE APPROCHE	128
4.3.3	ÉQUATIONS DE CONSERVATION	129
4.3.4	STRATÉGIES DE MISE À JOUR DU DÉPÔT D'ÉNERGIE.....	130
4.3.5	TRAITEMENT GÉOMÉTRIQUE.....	132
4.4	VÉRIFICATION DU MODÈLE OPTIQUE.....	132
4.4.1	MODÉLISATION D'UN FAISCEAU GAUSSIEN.....	132
4.4.2	DISCRÉTISATION DU LASER ET DÉPÔT D'ÉNERGIE DANS UN CAPILLAIRE DE VAPEUR.....	134
4.4.3	COMPARAISON AU MODÈLE DE GOUFFÉ.....	137
4.5	BILAN DE LA MÉTHODE.....	140
4.6	CONCLUSION	142
	BIBLIOGRAPHIE	144

4.1 Introduction

La troisième et dernière brique de simulation traitée, concerne l'interaction laser-matière. En effet, jusqu'à présent, nous avons modélisé l'apport de chaleur par un flux analytique représentatif de la distribution d'irradiance laser incidente. Or, au-delà d'une inclinaison critique du capillaire de vapeur, l'irradiance incidente n'est plus réfléchi à l'extérieur du bain de fusion et perdue pour le procédé, mais est partiellement réabsorbée à la surface du capillaire. Le flux laser absorbé n'est donc plus l'image directe de la distribution d'irradiance incidente, mais il est conditionné par le nombre de réflexions supplémentaires que subit cette irradiation, donc par la géométrie du bain liquide, elle-même conditionnée par la pression de recul.

Dans ce chapitre, nous décrirons d'abord le phénomène de piégeage de faisceau de manière simplifiée, grâce au modèle analytique de Gouffé. On présentera ensuite le modèle numérique, qui permet de décrire les réflexions multiples du rayonnement incident dans le capillaire de vapeur.

4.2 Modèle analytique de Gouffé

L'étude du phénomène de piégeage de faisceau est complexe, car il existe un couplage fort entre la géométrie du capillaire de vapeur et le phénomène de réflexions multiples. En effet, les absorptions multiples du rayonnement laser déterminent la distribution d'irradiance absorbée et le niveau d'absorption du capillaire de vapeur – et donc sa géométrie – tandis qu'en retour, la géométrie du capillaire détermine le nombre de réflexions multiples. Pour simplifier le problème, on peut s'intéresser en première approche au modèle analytique de Gouffé (1945) [1], qui étudie le problème des diffusions multiples dans une cavité optique⁷ à géométrie fixe.

Prenons une enceinte de forme quelconque percée d'un orifice d'aire $\sigma \ll \mathcal{A}$ – \mathcal{A} étant l'aire totale de l'enceinte, orifice compris (Figure 4-1). Supposons qu'un flux lumineux d'irradiance I_0 pénètre l'enceinte par son orifice. Supposons également que l'enceinte se comporte comme un diffuseur orthotrope, dans lequel le flux incident est réfléchi uniformément dans toutes les directions. Dans ce cas, l'irradiance réfléchi I_r respecte la loi de Lambert :

$$I_r = R_0 I_0 \cos(\theta) \quad (4.1)$$

où R_0 est la réflectance du matériau de l'enceinte et θ est l'angle du rayonnement réfléchi par rapport à la normale à la surface réfléchissante. Notez que le bain de fusion se comporte vraisemblablement comme un miroir réfléchissant (*i.e.* réflexion spéculaire) plutôt que comme un diffuseur orthotrope [2]. Continuons néanmoins l'étude du diffuseur orthotrope, nous verrons dans le paragraphe 4.4.3 ce qu'implique cette hypothèse.

Après la première réflexion, la part de la puissance incidente qui ressort de l'enceinte s'écrit :

$$R_1 = R_0 \frac{\Omega}{\pi} \quad (4.2)$$

⁷ Au sens général, pour désigner toute enceinte dont le pouvoir absorbant augmente par multi-réflexions.

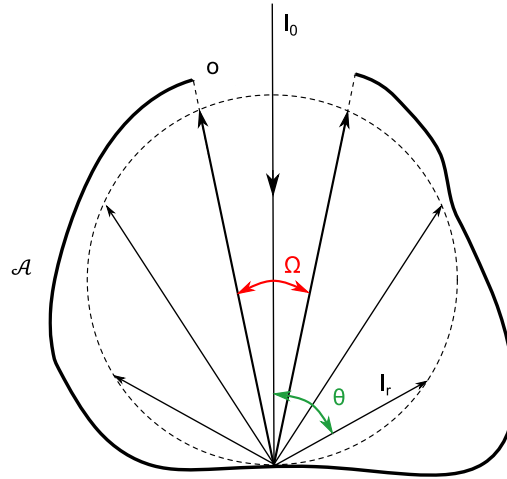


Figure 4-1 Schéma de l'enceinte orthotrope de forme quelconque.

où Ω est l'angle solide sous lequel peut rayonner l'enceinte et π représente l'angle solide total pour une hémisphère. Autrement dit, R_1 représente la réflectance apparente de l'enceinte après une réflexion. Réciproquement, l'absorbance apparente après une absorption s'écrit :

$$A_1 = 1 - R_0 \frac{\Omega}{\pi} \quad (4.3)$$

On déduit de l'équation (4.3) que plus l'orifice est petit, plus l'enceinte se comporte comme un corps noir (*i.e.* qui absorbe toute l'énergie qu'elle reçoit). Cependant, l'équation (4.3) n'est exacte que si toute l'irradiance incidente est absorbée en une seule fois. Or, la surface irradiée rediffuse le flux incident une deuxième fois dans toutes les directions, en particulier vers l'orifice.

En fait, la proportion de la puissance incidente disponible dans l'enceinte pour une seconde réflexion vaut $R_0 (\pi - \Omega)/\pi$. Si on suppose de plus que le flux est réfléchi uniformément sur toute la paroi de l'enceinte dès la deuxième réflexion, alors la fraction de la puissance incidente qui ressort de l'enceinte après deux réflexions vaut :

$$R_2 = R_0^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\right) \frac{o}{\mathcal{A}} \quad (4.4)$$

Ainsi, la réflectance apparente R de l'enceinte après deux réflexions s'écrit :

$$R = R_1 + R_2 = R_0 \frac{\Omega}{\pi} + R_0^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\right) \frac{o}{\mathcal{A}} \quad (4.5)$$

En généralisant l'expression (4.5) à n réflexions, la réflectance apparente devient :

$$R_n = R_0 \frac{\Omega}{\pi} + R_0^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\right) \frac{o}{\mathcal{A}} \left[1 + R_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right) + R_0^2 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right)^2 + \dots + R_0^{n-2} \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right)^{n-2}\right] \quad (4.6)$$

On reconnaît au second membre de l'équation (4.6) la somme des termes d'une suite géométrique de raison $R_0(1 - o/\mathcal{A})$. Puisque cette suite est convergente (la réflectance apparente tend vers 0 lorsque le nombre de réflexions est infini) et que $|R_0(1 - o/\mathcal{A})| < 1$, alors lorsque n tend vers l'infini, l'équation (4.6) admet comme limite :

$$R = R_0 \frac{\Omega}{\pi} + R_0^2 \left(1 - \frac{\Omega}{\pi}\right) \frac{o}{\mathcal{A}} \cdot \frac{1}{1 - R_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right)} \quad (4.7)$$

Enfin, si on pose $A = 1 - R$ l'absorbance apparente de l'enceinte et $A_0 = 1 - R_0$ l'absorbance du matériau de l'enceinte, alors l'équation (4.7) s'exprime finalement :

$$A = A_0 \frac{1 + (1 - A_0) \left(\frac{o}{\mathcal{A}} - \frac{\Omega}{\pi}\right)}{A_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right) + \frac{o}{\mathcal{A}}} \quad (4.8)$$

Pour étudier l'équation (4.8), il reste à exprimer le rapport Ω/π pour différentes géométries. Gouffé [1] montre que dans le cas d'une sphère, $\Omega/\pi = o/\mathcal{A}_0$. Il propose donc de ré-exprimer l'équation (4.8) en posant $\Omega/\pi = o/\mathcal{A}_0$:

$$A = A_0 \frac{1 + (1 - A_0) \left(\frac{o}{\mathcal{A}} - \frac{o}{\mathcal{A}_0}\right)}{A_0 \left(1 - \frac{o}{\mathcal{A}}\right) + \frac{o}{\mathcal{A}}} \quad (4.9)$$

où \mathcal{A}_0 est la surface d'une sphère « équivalente », c'est à dire de même profondeur que l'enceinte de forme quelconque, dans la direction normale à l'ouverture. Ainsi pour une enceinte sphérique, $o/\mathcal{A}_0 = o/\mathcal{A}$

Grâce à l'équation (4.9), on étudie finalement l'effet des diffusions multiples sur le couplage énergétique d'enceintes de différentes formes en fonction de leur rapport d'aspect, défini comme la profondeur de l'enceinte divisée par le diamètre de l'ouverture (e/d) (Figure 4-2).

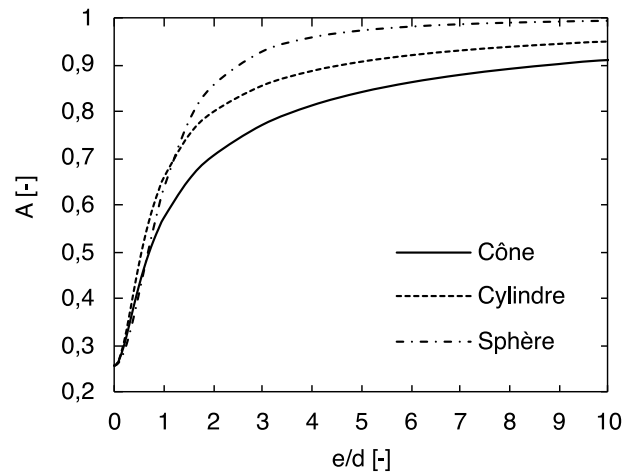


Figure 4-2 Absorbance apparente en fonction du rapport d'aspect pour différentes formes d'enceintes. D'après la loi de Gouffé appliquée au nickel pur d'absorbance normale $A_0 = 0,26$.

Tout d'abord, à rapport d'aspect nul ou très faible – jusqu'à 0,1 environ – les enceintes se comportent comme de simples plans d'absorbance apparente A égale à l'absorbance du matériau A_0 . Ensuite, l'absorbance apparente des trois enceintes double entre $e/d = 0,1$ et $\sim 0,7$, par effet de « piégeage » du faisceau incident. Le flux incident n'est plus renvoyé à l'extérieur du système après une réflexion, mais il est partiellement redistribué à l'intérieur de l'enceinte qui voit son pouvoir absorbant doubler. Enfin entre $e/d = 1$ et 10, l'absorbance apparente tend plus ou moins rapidement vers 1, donc vers la limite du corps noir. Aussi, puisque le cône est plus ouvert que le cylindre qui est lui-même plus ouvert que la sphère (à partir de $e/d = 1$), on trouve logiquement qu'à haut rapport d'aspect, le pouvoir absorbant des enceintes augmente dans cet ordre-là.

À partir de ces résultats, on peut d'ores et déjà interpréter qualitativement ce qui se joue au seuil de formation du keyhole. En effet, la transition soudaine entre le capillaire de vapeur en forme de cuvette et le keyhole en forme de « V », est directement corrélée à l'augmentation très rapide de l'absorbance apparente observée pour des rapports d'aspect inférieurs à 1. Cependant, la formation du keyhole et l'augmentation de l'absorbance sont à la fois la cause et la conséquence de phénomènes locaux qu'on ne parvient pas à décrire avec cette approche globale. Il manque en effet une information essentielle, à savoir la distribution spatiale d'irradiance absorbée par la paroi du keyhole. On peut donc difficilement décrire la séquence qui marque le passage d'un capillaire peu profond à un *keyhole*. C'est à ce stade que la simulation numérique peut compléter notre compréhension actuelle du phénomène de *keyhole*.

4.3 Définition du modèle de tracé de rayons sous COMSOL

4.3.1 Rappel sur les modèles développés avec COMSOL

Le phénomène de réflexions multiples est intégré dans les modèles numériques du soudage laser depuis une vingtaine d'année au moins, souvent à l'aide de la méthode de tracé de rayons. À l'image des travaux de Lee et *al.* (2002), [3], Ki et *al.* (2005) [4] ou Medale et *al.* (2008) [5], ces modèles sont en général des codes numériques « maison », développés par des équipes de numériciens. En revanche, ces approches numériques très multiphysiques sont beaucoup moins répandues dans la communauté des utilisateurs d'outils commerciaux tel que COMSOL Multiphysics®. On trouve en effet trois types de modèles multiphysiques de l'interaction laser-matière dans la communauté COMSOL.

Il y a d'abord les modèles thermo-hydrodynamiques qui traitent l'interaction laser-matière à l'aide d'une source de chaleur basée sur la distribution spatiale du faisceau laser (Gaussien ou top-hat par exemple). C'est ce que nous avons présenté au Chapitre 2. En général, l'absorbance est supposée constante et le phénomène de réflexions multiples n'est décrit sous aucune forme. Les travaux de Tomashchuk et *al.* (2016) [6], Sharma et *al.* (2019) [7] et Raja-Kumar et *al.* (2020) [8] sont trois exemples représentatifs de cette catégorie de modèles.

Il y a ensuite les modèles thermo-hydrodynamiques qui décrivent l'apport de chaleur via un terme source comme précédemment, mais où l'absorbance du matériau est calibrée pour que les dimensions des zones fondues simulées au régime stationnaire correspondent à celles obtenues expérimentalement. Cette calibration est réalisée, soit à l'aide du modèle de Gouffé, soit via un modèle physique qui

estime la puissance nécessaire pour fondre une surface transversale de cordon donnée [9].

Cette approche permet donc de prendre en compte l'effet des multi-réflexions sur les dimensions des zones fondues obtenues au régime stationnaire, mais elle ne décrit pas fidèlement la dynamique de formation du capillaire. D'ailleurs, l'absorbance « calibrée » ne coïncide pas forcément avec l'absorbance apparente qui résulte d'une redistribution de l'irradiance absorbée par réflexions multiples dans le *keyhole*. Par ailleurs, l'absorbance n'est *calibrée que pour une distribution d'irradiance donnée*. Sous COMSOL, les travaux de Bruyère et *al.* (2017) [10] donnent un exemple d'application de cette méthode dans le cas d'un tir statique, et les travaux de Courtois et *al.* (2016) [11] en donnent un exemple dans une configuration de soudage.

Il y a troisièmement les modèles thermo-hydrodynamiques qui intègrent le calcul auto-consistant des réflexions multiples du rayonnement laser dans le *keyhole*. Sous COMSOL, il n'existe jusqu'alors qu'un exemple d'application : les travaux de Courtois et *al.* (2013) [12]. Dans leur modèle, le rayonnement est modélisé à l'aide des équations de Maxwell, qui traduisent la propagation du champ électrique du laser dans le *keyhole* et son interaction avec le métal. Cette approche est plus « physique » que la méthode de tracé de rayons, car elle permet de calculer les réflexions multiples, l'épaisseur de peau ainsi que l'éventuelle diffraction du rayonnement incident lorsque la longueur d'onde du laser est comparable aux dimensions caractéristiques de l'objet irradié [13].

En revanche, cette méthode a un coût numérique relativement important. Elle résout en effet l'équation de propagation du champ électrique en plus des équations de Navier-Stokes, de l'équation de la chaleur et du modèle de suivi d'interface libre (LS en l'occurrence). De plus, cette méthode pose des problèmes d'échelle spatiale. La longueur d'onde des laser YAG étant de 1 μm , un maillage plus fin que la longueur d'onde est nécessaire pour décrire correctement la propagation du champ électrique. Pour contourner ce problème, Courtois et *al.* [12] modélisent des longueurs d'onde 10 à 50 fois plus grandes et calibrent les propriétés optiques du matériau pour retrouver les lois d'interaction propres au laser YAG. Malgré cette adaptation, cette approche n'a jusqu'à présent été appliquée qu'à des cas de tirs statiques.

Cette courte étude bibliographique sur les modèles d'ILM montre donc qu'il manque sous COMSOL®, un modèle alternatif à la solution de Courtois et *al.* [12], qui permette de décrire le phénomène de piégeage de faisceau au cours d'une ligne de fusion. Pourtant, c'est un phénomène clé car il conditionne directement la profondeur de pénétration des cordons et les instabilités hydrodynamiques qui conduisent à des défauts de fusion.

Pour développer ce nouvel outil, nous avons choisi d'utiliser le module *Ray-Optics* implémenté dans COMSOL Multiphysics®. Cette méthode est un compromis entre la méthode électromagnétique de Courtois et *al.* [12] (très physique mais coûteuse) et la méthode de source de chaleur équivalente (moins physique mais plus rapide).

4.3.2 Idée générale de la nouvelle approche

Étudions les temps caractéristiques du problème physique que nous souhaitons simuler : le tir statique pleine tôle étudié dans le chapitre précédent. Nous avons vu à l'aide du modèle du piston et du code numérique que la vitesse de perçage V_d du bain liquide dans le solide était de l'ordre du mètre par seconde. Si on prend le diamètre du spot laser $D_L = 100 \mu\text{m}$ comme dimension caractéristique, alors on calcule le temps caractéristique τ_k du problème comme :

$$\tau_k = \frac{D_L}{V_d} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{1} = 10^{-4} \text{s} \quad (4.10)$$

Donc τ_k représente le temps nécessaire pour former un capillaire de vapeur de rapport d'aspect > 1 .

Considérons maintenant le problème optique. La dimension caractéristique est toujours le diamètre du faisceau, tandis que la vitesse caractéristique est la célérité de la lumière dans le vide $c_0 = 3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Le temps caractéristique du problème optique τ_o est donc simplement :

$$\tau_o = \frac{D_L}{c_0} = \frac{100 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 10^8} \sim 10^{-13} \text{s} \quad (4.11)$$

En somme $\tau_o \ll \tau_k$, impliquant que les problèmes thermo-hydrodynamique et optique ne peuvent être résolus simultanément à tous les instants. Il faudrait, soit résoudre le deuxième problème en régime permanent à chaque pas de temps du premier (couplage quasi-stationnaire), soit séquencer la résolution transitoire de chaque problème individuellement, à partir des conditions finales du précédent.

La première approche a été utilisée par Courtois et *al.* [12], puisque COMSOL[®] permet de résoudre les équations de Maxwell en régime permanent à chaque pas de temps d'un deuxième problème transitoire. Cependant, l'algorithme de tracé de rayons ne peut pas être résolu en régime permanent avec COMSOL[®]. De plus, il n'existe dans ce logiciel aucune méthode connue ou prévue pour séquencer la résolution des problèmes thermo-hydrodynamique et optique tel qu'on le souhaite. Pour ce faire, nous avons créé notre propre schéma de résolution en utilisant *l'Application Builder* (le mode « développeur ») de COMSOL[®]. Ce mode d'utilisation est initialement prévu pour créer et distribuer des applications « clé en main » [14], ou pour créer des modules d'extensions codés en JAVA[®] qui fluidifient les tâches répétitives comme l'étape de post-traitement [15]. Nous avons donc exploité la possibilité de créer des routines JAVA[®], non seulement pour fluidifier l'utilisation du logiciel, mais aussi pour créer un schéma de résolution personnalisé.

4.3.3 Équations de conservation

La méthode de tracé de rayons peut être assimilée à une description corpusculaire du rayonnement incident à l'échelle macroscopique. Chaque rayon porte une fraction de la puissance incidente, et ceux-ci sont lancés à partir d'une frontière avec une densité de probabilité \mathcal{P} qui détermine la distribution d'irradiance incidente. Leur trajet optique est calculé à l'aide de deux équations différentielles du premier ordre sur la position instantanée q_i (4.12) et le vecteur d'onde k_i (4.13) du rayon i :

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = \frac{\partial \omega_i(k)}{\partial k_i} \quad (4.12)$$

$$\frac{\partial k_i}{\partial t} = \frac{\partial \omega_i(k)}{\partial q_i} \quad (4.13)$$

où ω_i est la fréquence angulaire du rayon i . Si les rayons traversent un domaine d'indice de réfraction n_λ homogène, alors les équations (4.12) et (4.13) se simplifient, et traduisent le fait que les rayons se déplacent en ligne droite avec une célérité $c = c_0/n_\lambda$:

$$\frac{\partial q_i}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial k_i} \left\{ \frac{c_0}{n_\lambda} |k_i| \right\} = \frac{c_0}{n_\lambda} \frac{k_i}{|k_i|} \quad (4.14)$$

$$\frac{\partial k_i}{\partial t} = 0 \quad (4.15)$$

Lorsque les rayons interagissent avec une surface plane, inclinée d'un angle θ par rapport à l'axe du faisceau laser, ceux-ci sont renvoyés vers l'extérieur du système après une réflexion. L'irradiance absorbée par la surface s'écrit donc :

$$I_{abs} = A_0 \frac{P_L}{\pi R_L^2} f(r) \cos(\theta) \quad (4.16)$$

où $f(r)$ est lié à la densité de probabilité \mathcal{P} . On reconnaît ici l'équation (2.55) utilisée dans le modèle thermo-hydrodynamique. En revanche, lorsque les rayons interagissent avec une cavité optique où les multi-réflexions prennent effet, l'irradiance absorbée est calculée en fonction du nombre de rayons N et du nombre de réflexions M que subit chaque rayon [5] :

$$I_{abs} = \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M A_{ij} I_{ij}(r, z) \vec{k}_i \cdot \vec{n}_i \quad (4.17)$$

où $\vec{k}_i \cdot \vec{n}_i = \cos(\theta)$ dans le cas d'un plan incliné.

4.3.4 Stratégies de mise à jour du dépôt d'énergie

On entend par « stratégie de mise à jour du dépôt d'énergie », la façon avec laquelle les études thermo-hydrodynamique et optiques sont séquencées. Nous avons imaginé deux stratégies.

La première est qualifiée d'explicite (au sens courant du terme), c'est-à-dire que le dépôt d'énergie est mis à jour à des instants prédéfinis. Cette stratégie est schématisée sur la Figure 4-3.

D'abord, le problème multiphysique est initialisé. Le modèle thermo-hydrodynamique est lancé sans tracé de rayons pendant une durée δt . Lors de cette phase, l'apport de chaleur est décrit par l'équation (4.16). Ensuite, à $t_0 + \delta t$, le problème multiphysique est arrêté tandis que l'étude de tracé de rayons est lancée, en prenant comme condition initiale l'état final de l'étude multiphysique. À la fin de cette étape, cette dernière est mise à jour avec le nouveau flux de chaleur calculé via l'équation (4.17). Enfin, ces deux étapes sont répétées jusqu'à ce que le temps final t_f de la simulation soit atteint.

L'avantage de cette méthode est précisément son caractère explicite. L'incrément de temps δt est fixé à l'avance, ne varie pas, et est réglé en fonction de la finesse de la mise à jour souhaitée. Cette méthode est donc relativement simple à coder. En revanche, l'inconvénient est que le terme source

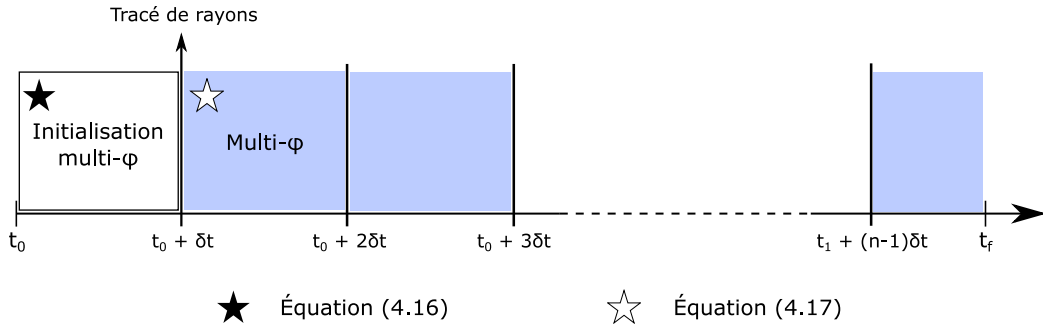


Figure 4-3 Schéma de la stratégie de mise à jour « explicite » du dépôt d'énergie.

n'est pas mis à jour intelligemment au regard de la géométrie du bain de fusion. En effet, on souhaiterait mettre à jour le terme source « souvent » lorsque la géométrie du capillaire évolue « rapidement ». Au contraire, on n'aurait pas besoin de mettre à jour le terme source lorsque la géométrie du capillaire évolue peu, comme en régime de conduction forcée ou à l'état stationnaire.

En fait, il faudrait mettre à jour l'apport de chaleur en fonction d'un évènement qui traduit une variation de la géométrie du capillaire de vapeur, d'où la deuxième stratégie qualifiée d'implicite, au sens où c'est un évènement implicite (imprévisible dans le temps) qui commande la mise à jour de l'apport de chaleur (Figure 4-4).

On définit donc un ou plusieurs critères qui caractérisent la dynamique de l'interface liquide/gaz. Nous avons d'abord envisagé de prendre la variation temporelle de la profondeur du keyhole :

$$\Delta e(t) = e(t) - e(t_{i-1}) \leq \Delta e_{seuil} \quad (4.18)$$

Ramené au diamètre de spot, ce critère est analogue à la variation de rapport d'aspect déjà utilisée lors de l'étude du modèle de Gouffé.

Cependant, comme expliqué précédemment, ce critère est trop « global ». En effet, on peut imaginer qu'un capillaire de vapeur instable présente des variations locales d'inclinaison qui ne changent pas son rapport d'aspect, mais qui modifient le couplage énergétique du système (effet angulaire). Le modèle de Gouffé montre d'ailleurs qu'à même rapport d'aspect, deux enceintes de formes différentes (donc d'angles d'interaction différents) n'ont pas la même absorbance apparente. Ce critère n'est donc définitivement pas suffisant. Nous avons donc défini un second critère sur la variation d'inclinaison locale $\Delta\alpha$ de l'interface :

$$\Delta\alpha_{max}(t) = \max[\alpha(t) - \alpha(t_{i-1})] \leq \Delta\alpha_{seuil} \quad (4.19)$$

À chaque pas de temps, on calcule l'inclinaison du vecteur normale sur chaque maille de l'interface liquide/gaz (par rapport à l'axe du faisceau laser par exemple), et on la compare à l'inclinaison calculée à la dernière mise-à-jour du terme source. On prend ensuite la valeur maximale pour la comparer à un pas angulaire seuil $\Delta\alpha_{seuil}$. On règle ainsi la finesse du calcul via ce pas angulaire.

Pour optimiser le modèle, on peut définir un deuxième pas angulaire $\Delta\beta_{seuil}$, qui règle la transition entre l'étape d'initialisation et la première mise à jour du terme source. En première approche, on peut fixer $\Delta\beta_{seuil}$ à 45° , l'inclinaison à partir de laquelle les rayons incidents sont renvoyés

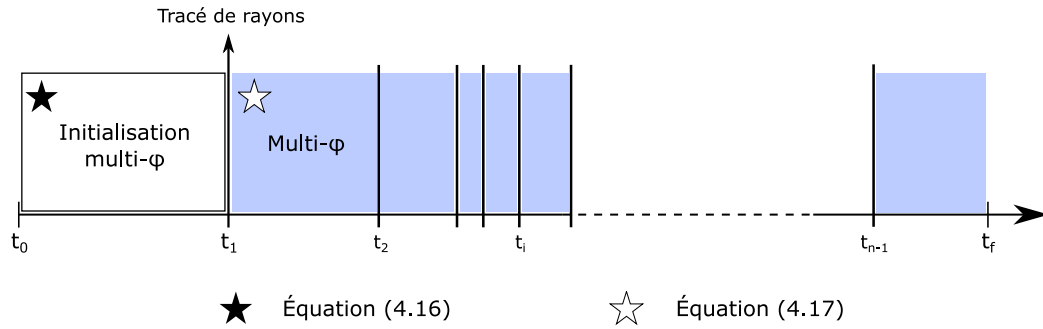


Figure 4-4 Schéma de la stratégie de mise à jour « implicite » du dépôt d'énergie.

horizontalement vers le capillaire. En pratique, on prendra une valeur plus faible, ne serait-ce que pour vérifier que le flux de chaleur calculé par tracé de rayons [équation (4.17)] est identique au flux de chaleur analytique [équation (4.16)].

En somme, quelle que soit la stratégie de mise à jour envisagée, la méthode présentée dans ce chapitre peut être résumée ainsi : « on ne simule plus un seul problème thermo-hydrodynamique, mais n problèmes thermo-hydrodynamiques consécutifs, concaténés, et dont le flux de chaleur est mis à jour à l'aide d'une étude optique répétée $n - 1$ fois ».

4.3.5 Traitement géométrique

Différentes stratégies ont été imaginées par essai-erreur, pour configurer la géométrie des études thermo-hydrodynamique et optique. Nous avons finalement opté pour une configuration de « maillage glissant », où l'interface liquide/gaz « glisse » le long d'un maillage fixe qui encadre le domaine de propagation des rayons. Ces différentes stratégies, ainsi que leurs avantages et inconvénients sont détaillés en Annexe 7.

4.4 Vérification du modèle optique

4.4.1 Modélisation d'un faisceau Gaussien

4.4.1.1 Définition du problème

Comme évoqué plus haut, la distribution spatiale $f(r)$ de l'irradiance absorbée dépend de la densité de probabilité \mathcal{P} qu'ont les rayons d'être lancés à une distance r de l'axe optique. Elle dépend également du nombre N de rayons utilisés pour discrétiser le faisceau incident. Nous allons vérifier ce modèle ici en simulant un faisceau Gaussien.

La Figure 4-5 représente un domaine ABCD dans lequel se propagent 100 rayons. Ces rayons sont relâchés par le segment [DC], avec une loi de probabilité normale :

$$\mathcal{P}(x) = \exp\left(-2 \frac{x^2}{R_L^2}\right) \quad (4.20)$$

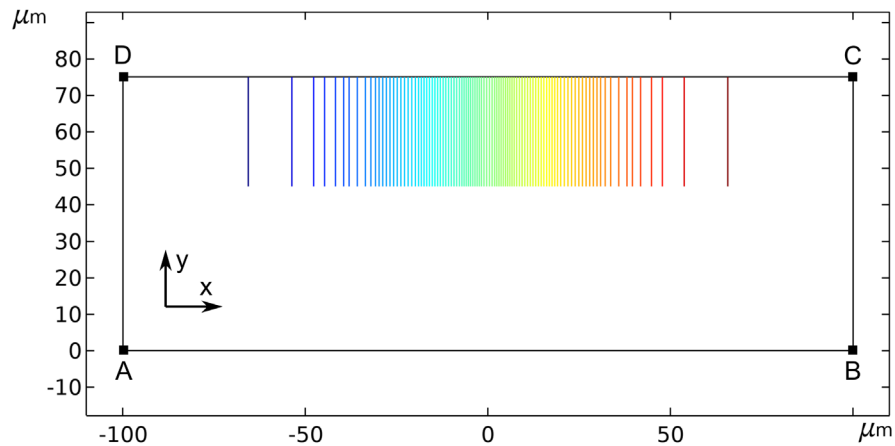


Figure 4-5 Domaine géométrique utilisé pour vérifier la modélisation d'un faisceau Gaussien. Le jeu de couleurs représente la position x des rayons.

où σ_0 vaut $50 \mu\text{m}$. On reconnaît donc ici la distribution Gaussienne de l'irradiance incidente employée dans le Chapitre 2. Chaque rayon porte une puissance $P_N = P_L/N$, où P_L est fixé à 100 W. Les rayons sont ensuite entièrement absorbés par le segment opposé [AB], si bien que l'intensité absorbée est l'image directe de l'intensité incidente.

4.4.1.2 Considérations numériques

Les segments [AB], [BC], [CD] et [DA] sont maillés avec des éléments linéaires de $3 \mu\text{m}$ de long. On utilise le solveur itératif GMRES avec une approche de résolution fortement couplée. La Jacobienne est mise à jour au minimum (réglé par COMSOL) et on utilise le schéma temporel alpha-généralisé avec un facteur d'amplification de 0,75 (la configuration par défaut). On fixe un pas de temps initial égal à $0,01R_L/c$ et un pas de temps maximal de $0,1R_L/c$, COMSOL ajuste ensuite librement le pas de temps à l'intérieur de cet intervalle.

Les simulations présentées dans ce paragraphe durent en moyenne moins de 5 minutes.

4.4.1.3 Résultats

On compare pour différents N , le profil d'irradiance normalisé théoriquement absorbée par le segment [AB], au flux de chaleur normalisé déposé par la méthode de tracé de rayons (Figure 4-6).

On constate d'abord que pour tout N , l'intensité déposée par tracé de rayons suit bien la distribution Gaussienne souhaitée. Cependant, de façon évidente, la résolution du dépôt d'énergie augmente avec le nombre de rayons N .

En effet, lorsque $N = 200$, la Gaussienne est visiblement discontinue, et l'irradiance absorbée évolue par incréments, mais la solution numérique converge très rapidement vers son équivalent analytique. Lorsque $N = 500$, seule la queue de la Gaussienne paraît discrète. Cet effet s'estompe lorsque N croît, et une Gaussienne quasi-continue est obtenue à partir de $N = 2000$.

En somme, avec la méthode du tracé de rayons, on peut produire dans notre configuration une Gaussienne quasi-continue à l'aide de 2000 rayons. En revanche, pour assurer une résolution suffisante du dépôt d'énergie dans le cas des réflexions multiples, on s'attend à utiliser plus de rayons. Pour

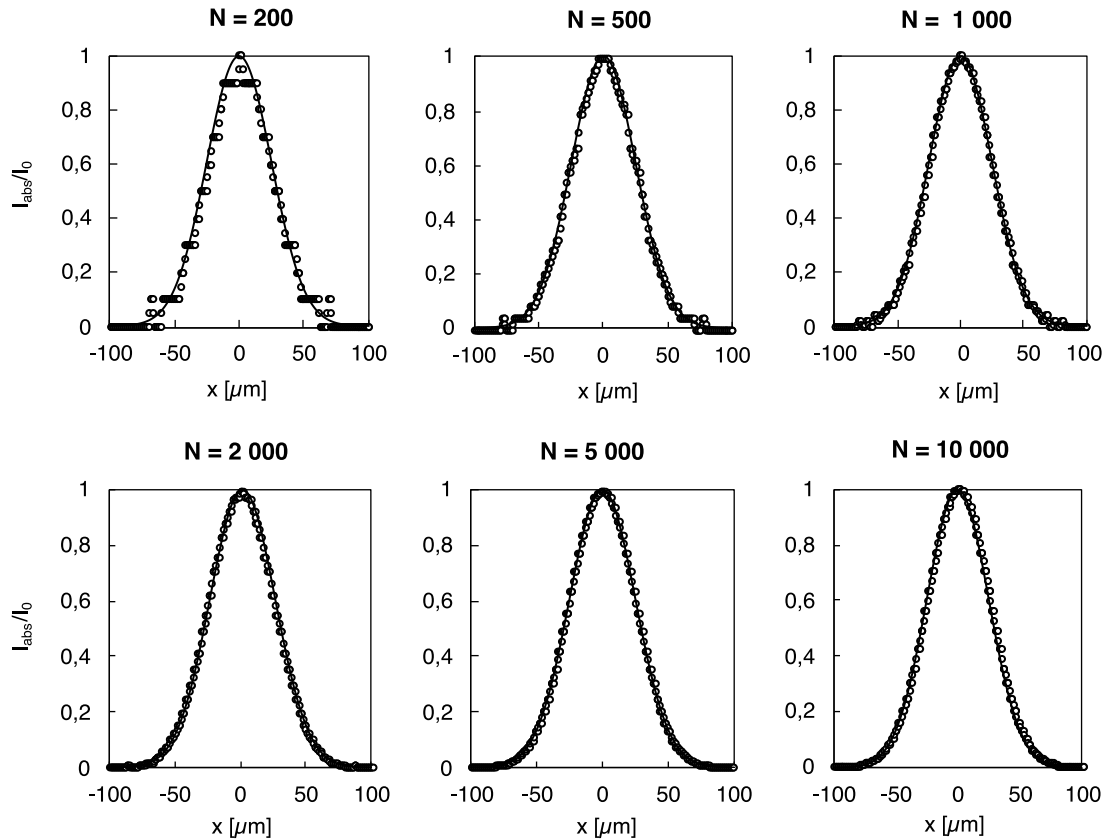


Figure 4-6 Résolution d'une Gaussienne en fonction du nombre de rayons incidents. La courbe continue représente la distribution théorique.

optimiser ce nombre de rayons, nous reproduisons le même exercice mais cette fois-ci, en déposant l'énergie dans une géométrie représentative d'un capillaire de vapeur.

4.4.2 Discrétisation du laser et dépôt d'énergie dans un capillaire de vapeur

4.4.2.1 Définition du problème

La cavité dans laquelle sont relâchés les rayons est représentée sur la Figure 4-7. Il s'agit d'un capillaire de vapeur simulé à l'aide du modèle thermo-hydrodynamique présenté au Chapitre 2, mais appliqué à une ligne de fusion. Nous ne discuterons pas ici des résultats hydrodynamiques obtenus avec ce modèle – ça n'est pas l'objet du chapitre – mais admettrons simplement que la topologie de l'interface métal/gaz qui en est extraite est représentative d'un capillaire de vapeur.

La surface notée S_2 est donc l'interface liquide/gaz tandis que la surface notée S_1 est la frontière à partir de laquelle N rayons sont relâchés, selon la densité de probabilité :

$$\mathcal{P}(r) = \exp\left(-2\frac{r^2}{R_L^2}\right) \quad \text{avec} \quad r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (4.21)$$

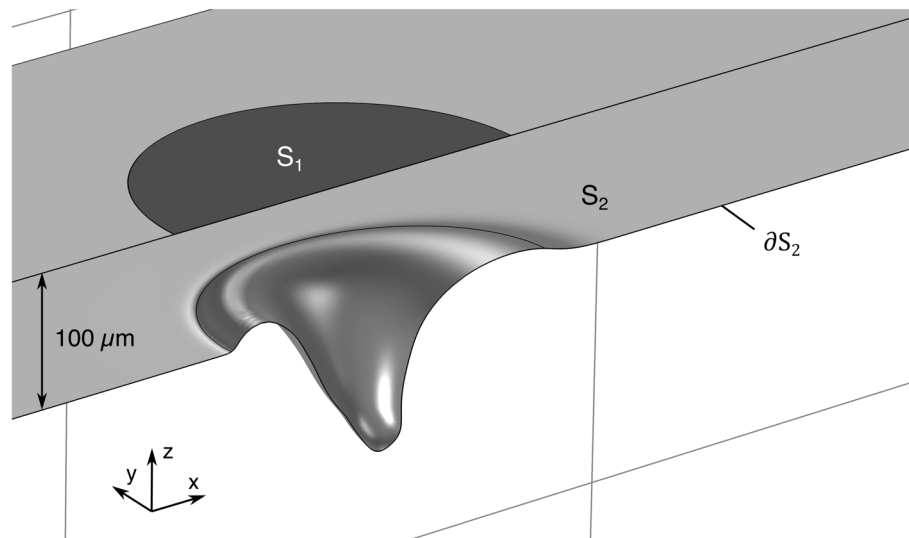


Figure 4-7 Domaine géométrique utilisé pour vérifier l'effet de la discrétisation du laser incident sur le dépôt d'énergie dans le capillaire de vapeur. S_1 est la frontière de lancer des rayons, S_2 représente l'interface métal/gaz et ∂S_2 est l'intersection entre le plan de symétrie (x, z) et l'interface S_2 .

où conformément à la notation précédente, $R_L = 70 \mu\text{m}$ est le rayon du laser à $1/e^2$. Enfin la puissance totale du rayonnement incident vaut 500 W.

On produit le même exercice que précédemment, mais cette fois-ci, S_2 a une absorbance de 0,39 (l'absorbance normale du titane pur). Conformément à ce que nous avons supposé plus haut, le bain liquide se comporte comme un miroir réfléchissant. De plus, la solution numérique n'est pas comparée à une solution analytique (qui est inconnue *a priori*), mais à une solution numérique de référence obtenue lorsque le faisceau est « infiniment » discrétisé ($N = 10^6$). Toutes les surfaces sont maillées avec des éléments triangulaires de $3 \mu\text{m}$ de côté. La configuration du solveur est identique au cas précédent.

4.4.2.2 Résultats

Les flux absorbés sur la ligne ∂S_2 sont reportés sur la Figure 4-8, et comparés au cas de référence ($N = 10^6$).

D'abord, conformément à notre hypothèse précédente, plus de 2000 rayons sont nécessaires pour discrétiser une source de chaleur absorbée dans une cavité. Avec 5000 rayons, le modèle de tracé de rayons reproduisait une Gaussienne visiblement continue. En revanche, avec autant de rayons, le flux de chaleur déposé dans le capillaire fluctue autour de la solution de référence. Cependant, le modèle semble converger et une solution quasi-continue est obtenue à partir de 20 000 rayons environ, soit dix fois plus que dans la configuration précédente.

Nous cherchons ensuite à quantifier cette convergence numérique. Dans ses travaux, Touvrey-Xhaard (2006) [16] analyse la convergence de la valeur des pics d'intensité en fonction du nombre de rayons par élément. Ici, on cherchera plutôt à caractériser la dispersion de la solution discrétisée autour de la valeur de référence, cette dernière étant définie comme une valeur moyenne autour de laquelle la solution numérique fluctue. On calcule donc l'écart type σ de nos séries de valeurs :

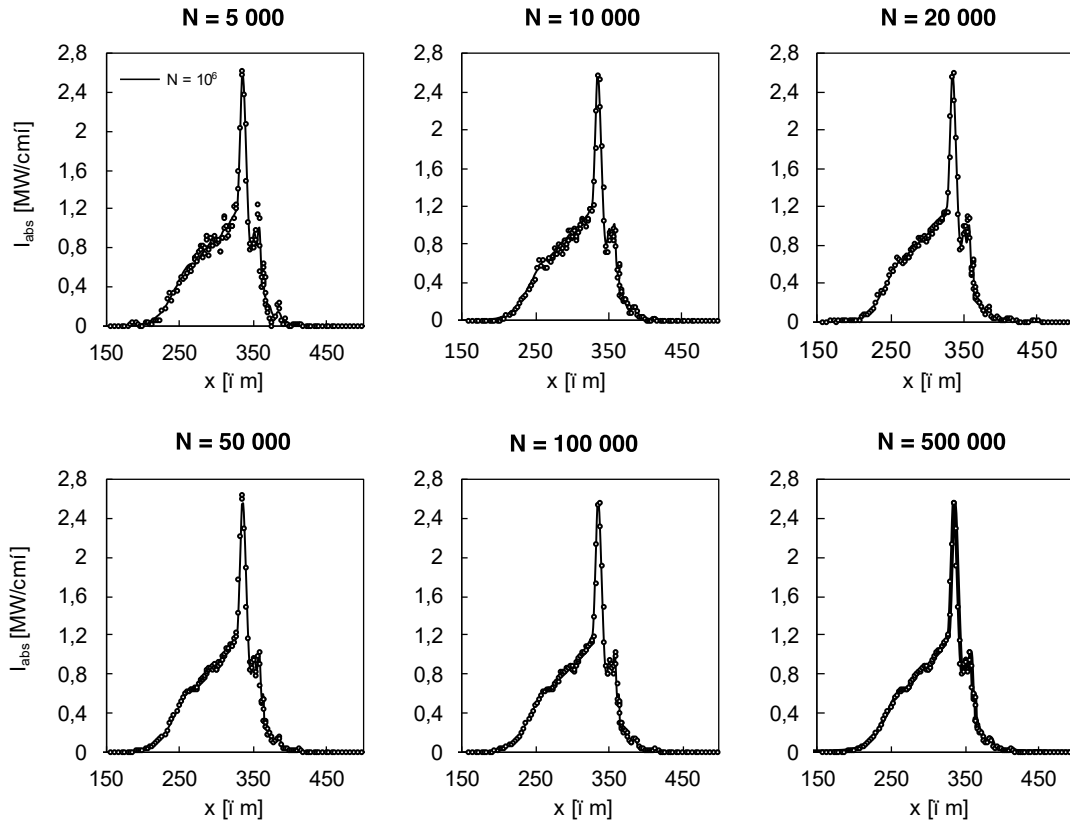


Figure 4-8 Distribution de l'irradiance absorbée dans le capillaire de vapeur en fonction du nombre de rayons. La courbe en trait plein est la solution de référence ($N = 10^6$).

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (I_{x,i} - I_{ref})^2} \quad (4.22)$$

où $I_{x,i}$ est l'irradiance absorbée calculée au point x , et I_{ref} est l'irradiance de référence absorbée à la même abscisse. Sur la Figure 4-9, on trace σ en fonction du temps de calcul du problème optique pour chaque N .

La figure confirme d'abord que la solution numérique converge vers la solution de référence lorsque N tend vers l'infini. On trouve aussi que le temps de mise à jour du dépôt d'énergie croît linéairement avec N : de quelques dizaines de secondes avec 5000 rayons, et jusqu'à 20 minutes lorsque $N = 500\,000$. Ce temps de calcul supplémentaire peut devenir très contraignant car le terme source est susceptible d'être mis à jour plusieurs centaines de fois lors des calculs multiphysiques.

D'après le graphique de Pareto tracé sur la Figure 4-9, $N = 50\,000$ constitue un bon compromis entre temps de calcul et fluctuations de l'énergie absorbée. Cela assure une densité de rayons par éléments de l'ordre de 30 en moyenne, le temps de mise à jour est de 2 minutes et l'écart type est de 0,018, ce qui équivaut à 1,5% de l'intensité nominale $A_0 P_L / \pi R_L^2 = 1,2 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$.

Les faibles écarts types rencontrés sur la Figure 4-9 semblent toutefois indiquer que la solution numérique s'accorde avec la solution de référence pour des valeurs de N plus faibles. Cependant, la dynamique du capillaire est très sensible à l'énergie absorbée localement, ce qui justifie une description très fine de cette énergie. Pour valider définitivement notre recommandation, il faudrait étudier la

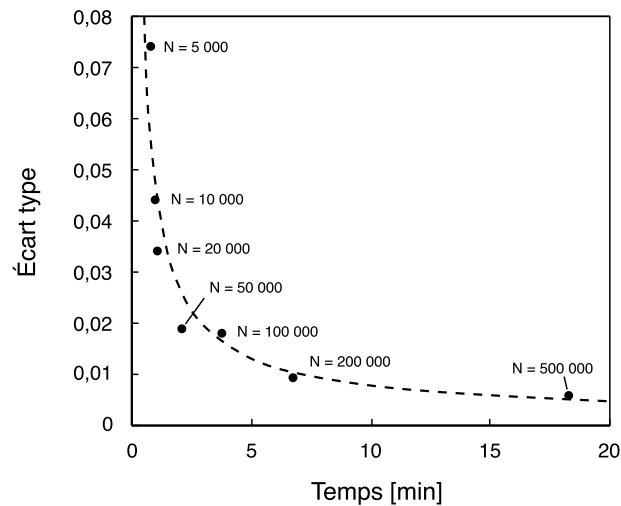


Figure 4-9 Écart type en fonction du temps de calcul pour différentes valeurs de N .

convergence numérique du problème thermo-hydrodynamique en fonction de N . Trois possibilités se présenteraient alors.

Soit $N = 50\,000$ est effectivement le meilleur compromis. Alors, cela ne changerait rien à notre préconisation. Soit le calcul thermo-hydrodynamique converge à partir d'une valeur inférieure à $50\,000$. Dans ce cas-là, utiliser cette nouvelle valeur de N permettrait de gagner du temps de calcul. Soit la source de chaleur n'est pas assez discrétisée avec $N = 50\,000$. Dans ce cas, en prenant $N > 50\,000$, le temps de calcul augmenterait dans des proportions inenvisageables.

Donc dans tous les cas, on minimise le risque en prenant la plus grande valeur de N qui assure un temps de calcul jugé raisonnable. Comme on l'a vu, $N = 50\,000$ paraît être un bon compromis et en pratique, nous le verrons dans le Chapitre 5, on parvient à simuler des bains de fusion tout à fait représentatifs des observations expérimentales dans ces conditions. Par précaution, on retient donc $N = 50\,000$ pour la suite de l'étude.

4.4.3 Comparaison au modèle de Gouffé

4.4.3.1 Définition du problème

Après avoir vérifié la méthode de discrétisation d'un faisceau Gaussien et la convergence de l'irradiance absorbée en fonction du nombre de rayons incident, nous devons enfin vérifier le calcul du pouvoir absorbant d'une cavité optique en comparant notre modèle numérique à l'approche analytique de Gouffé.

Nous avons choisi pour cela de simuler le dépôt d'énergie dans une cavité de forme conique (Figure 4-10). Les rayons sont lancés à partir de la surface S_1 avec une densité de probabilité \mathcal{P} qui est soit Gaussienne [équation (4.21)], soit homogène. Ils sont ensuite absorbés et réfléchis par la surface notée S_2 . On fait ensuite varier la profondeur d du cône, et on étudie pour les différentes distributions de rayons et pour différentes natures de réflexions – diffusion orthotrope [équation (4.1)] ou réflexion spéculaire – le pouvoir absorbant de l'enceinte.

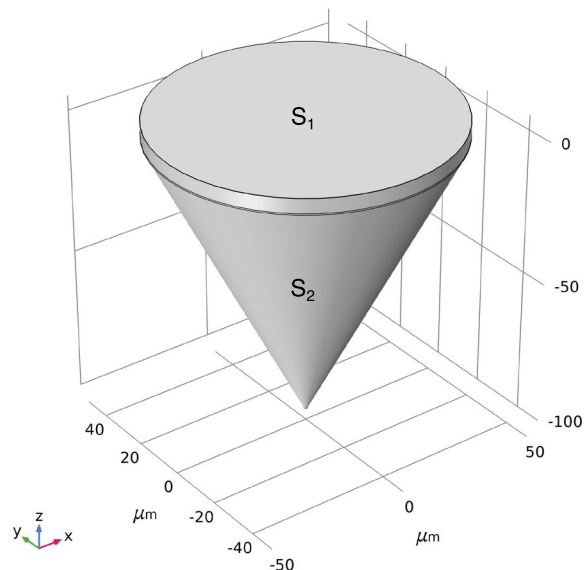


Figure 4-10 Domaine géométrique utilisé pour vérifier la simulation du modèle de Gouffé. La surface noté S_1 correspond à la frontière à partir de laquelle les rayons sont lancés. La frontière S_2 est la surface absorbante du cône.

4.4.3.2 Considérations numériques

La configuration numérique est identique à celle présentée au paragraphe précédent.

4.4.3.3 Résultats

a. Influence de la nature de la réflexion

On compare d'abord le modèle de Gouffé aux résultats numériques obtenus avec des distributions top-hat et Gaussienne [Figure 4-11(a)].

On trouve une excellente correspondance entre le modèle de Gouffé et les résultats numériques, en particulier avec l'hypothèse du faisceau Gaussien. Les simulations numériques et l'approche analytique décrivent la même évolution du pouvoir absorbant des enceintes en fonction de leur rapport d'aspect : une augmentation importante de l'absorbance apparente lorsque $e/d < 1$, puis une croissance asymptotique vers la configuration du corps noir. La simulation avec un faisceau Gaussien et le modèle analytique convergent à partir de $e/d \sim 3$, suggérant que c'est à partir de ce rapport d'aspect que les hypothèses simplificatrices posées par Gouffé (en particulier le nombre infiniment grand de réflexions) sont valides.

On étudie ensuite les résultats numériques obtenus en supposant que l'enceinte ne diffuse plus le rayonnement incident, mais le réfléchit [Figure 4-11(b)].

L'enceinte réfléchissante se comporte globalement de la même façon qu'une enceinte diffusante, mais elle montre trois spécificités qui peuvent avoir leur importance dans la discussion sur la formation du *keyhole*. D'abord, l'absorbance apparente reste constante (et égale à l'absorbance normale du matériau) jusqu'à $e/d = 0,3$ (contre 0,1 pour l'enceinte diffusante), puisque le rayonnement n'est

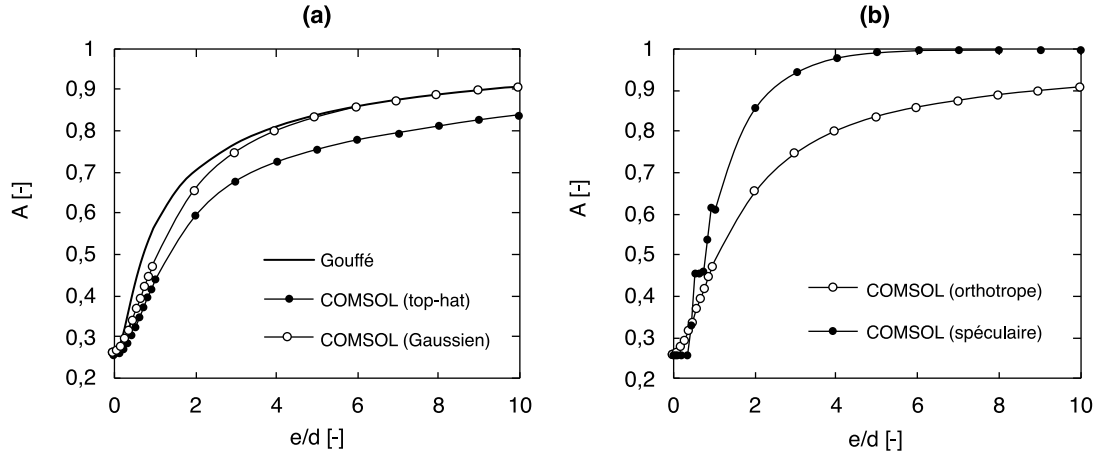


Figure 4-11 (a) Comparaison des simulations numériques (top-hat contre Gaussien) au modèle de Gouffé. (b) Diffusion orthotrope contre réflexion spéculaire (distribution Gaussienne).

plus réfléchi dans toutes les directions de l'hémisphère. Ensuite, l'absorbance apparente croît beaucoup plus vite avec le rapport d'aspect. Elle double entre $e/d = 0,3$ et $0,7$ tandis qu'avec l'enceinte diffusante, elle double entre $e/d = 0,1$ et $\sim 1,5$. Enfin, en conséquence du point précédent, la cavité conique se comporte comme un corps noir plus vite, à partir de $e/d = 4$, contre ~ 30 avec le modèle de Gouffé (non tracé sur la figure).

En configuration de tir statique, on peut approximer le keyhole à une enceinte de forme conique [17]. Donc dans cette hypothèse, et en supposant que le métal liquide se comporte comme un miroir réfléchissant, le passage entre les régimes de conduction forcée et de keyhole doit être plus « violent » que ne le laisse présager le modèle de Gouffé. C'est ce que suggèrent les résultats de Cunningham et al. [18], et c'est ce que nous allons chercher à caractériser dans le chapitre suivant.

b. Influence de l'angle d'incidence

La dernière question posée est de savoir dans quelles mesures la variation de l'absorbance en fonction de l'angle d'incidence modifie le pouvoir absorbant de l'enceinte. Jusqu'ici, nous avons pris en compte l'absorbance normale du matériau. Nous avons donc répété la simulation précédente en utilisant cette fois-ci l'absorbance de Fresnel A_F [19]:

$$A_F = 1 - \frac{1}{2}(R_p + R_s) \quad (4.23)$$

$$R_p = \frac{[n_\lambda - 1/\cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2}{[n_\lambda + 1/\cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2} \quad (4.24)$$

$$R_s = \frac{[n_\lambda - \cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2}{[n_\lambda + \cos(\theta)]^2 + k_\lambda^2} \quad (4.25)$$

n_λ et k_λ étant les indices de réfraction du matériau irradié et θ étant l'angle d'incidence des rayons par rapport à la normale à la surface irradiée.

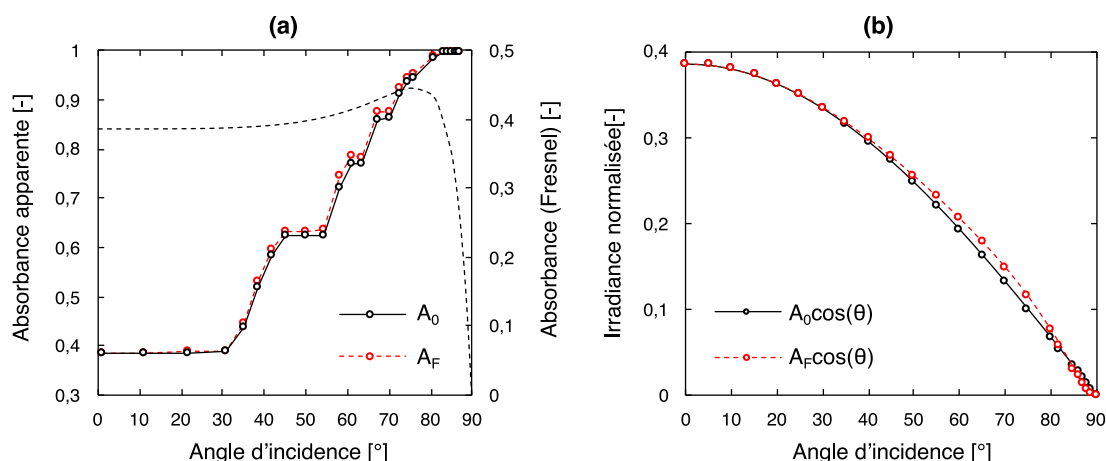


Figure 4-12 (a) Absorbance apparente en fonction de l'angle d'incidence, avec et sans prise en compte de la loi de Fresnel. La loi de Fresnel est tracée à titre indicatif en traits pointillés (b) Irradiance absorbée normalisée avec et sans Fresnel.

On compare sur la Figure 4-12(a) les absorbances apparentes simulées avec l'absorbance normale $A_0 = 0,39$ et l'absorbance de Fresnel A_F , en fonction de l'angle d'incidence des premiers rayons absorbés. La loi de Fresnel est également tracée (traits pointillés) à titre indicatif.

Sur les premiers 30°, la loi de Fresnel est constante, si bien que l'absorbance apparente calculée à partir de l'absorbance normale est strictement égale à celle obtenue à partir de l'absorbance de Fresnel.

Ensuite, entre 30° et 70°, l'absorbance du matériau augmente avec l'angle d'incidence, comme montré par la loi de Fresnel. Cependant, cette augmentation est négligeable comparée à celle qui résulte des multi-réflexions : 15% contre 140% respectivement. Dans cette phase donc, le processus d'absorption est dominé par le mécanisme de réflexions multiples.

Enfin, entre 70° et 90°, l'absorbance de Fresnel chute. Autrement dit, les rayons réfléchis possèdent une puissance proche de la puissance incidente ; puissance qui contribue d'autant plus à augmenter le pouvoir absorbant de la cavité optique et à irradier le fond de cette dernière. Dans cette phase, là encore, le bilan de puissance n'est guère modifié par la prise en compte de l'absorbance de Fresnel.

En somme, à l'échelle globale, pour évaluer le pouvoir absorbant d'une cavité optique (d'un *keyhole*), il suffit de connaître l'absorbance normale du matériau irradié et la géométrie de la cavité. *Qu'en est-il à l'échelle locale ?*

À l'échelle locale, on doit s'intéresser à l'irradiance absorbée puisque c'est cette grandeur qui pilote toute la dynamique du capillaire de vapeur. On trace donc sur la Figure 4-12(b) l'évolution de l'irradiance normalisée en fonction de l'angle d'incidence, ce qui revient à tracer $A \cos(\theta)$, avec A l'absorbance tantôt A_0 , tantôt A_F . En prenant en compte la loi de Fresnel, l'irradiance augmente de 11% environ lorsque l'angle d'incidence vaut 70° (le pic de la loi de Fresnel). Globalement, les deux courbes sont quasi-confondues, si bien que dans un souci de simplification, on pourra se contenter de calibrer l'absorbance normale, sans conséquence significative sur la représentativité des résultats.

4.5 Bilan de la méthode

Nous avons donc conçu un nouvel algorithme qui permet de traiter le dépôt d'énergie laser à partir d'un outil de tracés de rayons. Après avoir rappelé les équations de conservation de la méthode RT,

nous avons présenté deux stratégies de mise à jour du dépôt de l'énergie laser, et sélectionné la stratégie qualifiée « d'implicite », basée sur la variation locale d'inclinaison de l'interface liquide/gaz. Ensuite, nous avons envisagé différentes stratégies possibles pour organiser géométriquement les études thermo-hydrodynamiques et optiques. Par essai-erreur, nous avons conçu la stratégie dite du « maillage glissant ». Nous avons enfin vérifié le modèle optique en lui-même, d'abord par deux études de convergence de l'irradiance absorbée en fonction du nombre de rayons, ensuite en comparant la solution numérique du problème de Gouffé à sa solution analytique.

La synthèse de ces éléments est illustrée par les logigrammes⁸ tracés sur la Figure 4-13. Ceux-ci schématisent l'algorithme que nous utiliserons dans le Chapitre 5.

Il y a d'abord la phase d'initialisation de la solution multiphysique. Le problème thermo-hydrodynamique sans RT est lancé jusqu'à ce que l'inclinaison locale maximale $\Delta\alpha_{max}$ de l'interface liquide/gaz atteigne un premier seuil prédéfini $\Delta\beta_{seuil}$. Lorsque cet événement survient, le problème multiphysique s'arrête, et le dernier pas de temps t_{stop} est stocké. Ensuite, la qualité du maillage q_{mesh} est évaluée. Deux options sont alors possibles :

- (1) Si la qualité du maillage est supérieure à la valeur seuil q_{seuil} , alors la suite de l'algorithme se déroule sans remaillage. L'étude optique est lancée, l'irradiance absorbée I_{abs} calculée est alors stockée et utilisée dans le problème multiphysique en lieu et place de la précédente expression du flux absorbé. Tandis que l'interface liquide/gaz se déforme, si son inclinaison locale maximale atteint un deuxième seuil $\Delta\alpha_{seuil}$, alors le calcul s'arrête, la nouvelle solution multiphysique est concaténée à la précédente (pour assurer la continuité entre les solutions), le dernier pas de temps est alors stocké (écrasant le précédent) et le programme repart à l'évaluation de la qualité du maillage si l'instant final de la solution multiphysique n'est pas atteint.
- (2) Cependant, si la qualité du maillage est inférieure à la valeur seuil, alors la géométrie est remaillée avant de poursuivre sur les étapes décrites précédemment. La différence survient alors à la fin de la branche où un nouveau jeu de données est créé. COMSOL[®] ne sait en effet pas concaténer deux solutions qui ont été calculées dans deux géométries différentes – pour ce faire, il faudrait d'abord projeter les champs d'une géométrie à l'autre. Les itérations futures sans remaillages seront alors concaténées dans ce nouveau jeu de données. En d'autres termes, il y a autant de jeux de données que d'opérations de remaillage.

Lorsque le dernier pas de temps stocké égalise ou dépasse le temps d'interaction laser-matière, la simulation prend fin.

L'algorithme que nous décrivons ici est une méthodologie générale qui pourrait très bien être adaptée à d'autres méthodes de suivi d'interfaces liquide/gaz, en particulier aux approches Eulériennes tel que les méthodes LS et Phase-Field (PF). Il faudrait pour cela ajouter une étape de reconstruction de l'interface liquide/gaz avant l'étude de tracé de rayons, et une étape de projection du champ d'irradiance absorbée après cette même étude.

⁸ Cette méthode a fait l'objet de quatre communications : un acte à la conférence COMSOL Europe 2020 [20], une présentation à la conférence PhotonicsNEXT 2020 (sur invitation), un webinaire organisé par *Laser Focus World* (sur invitation) et une présentation à la conférence COMSOL Days: Optics and Photonics (sur invitation).

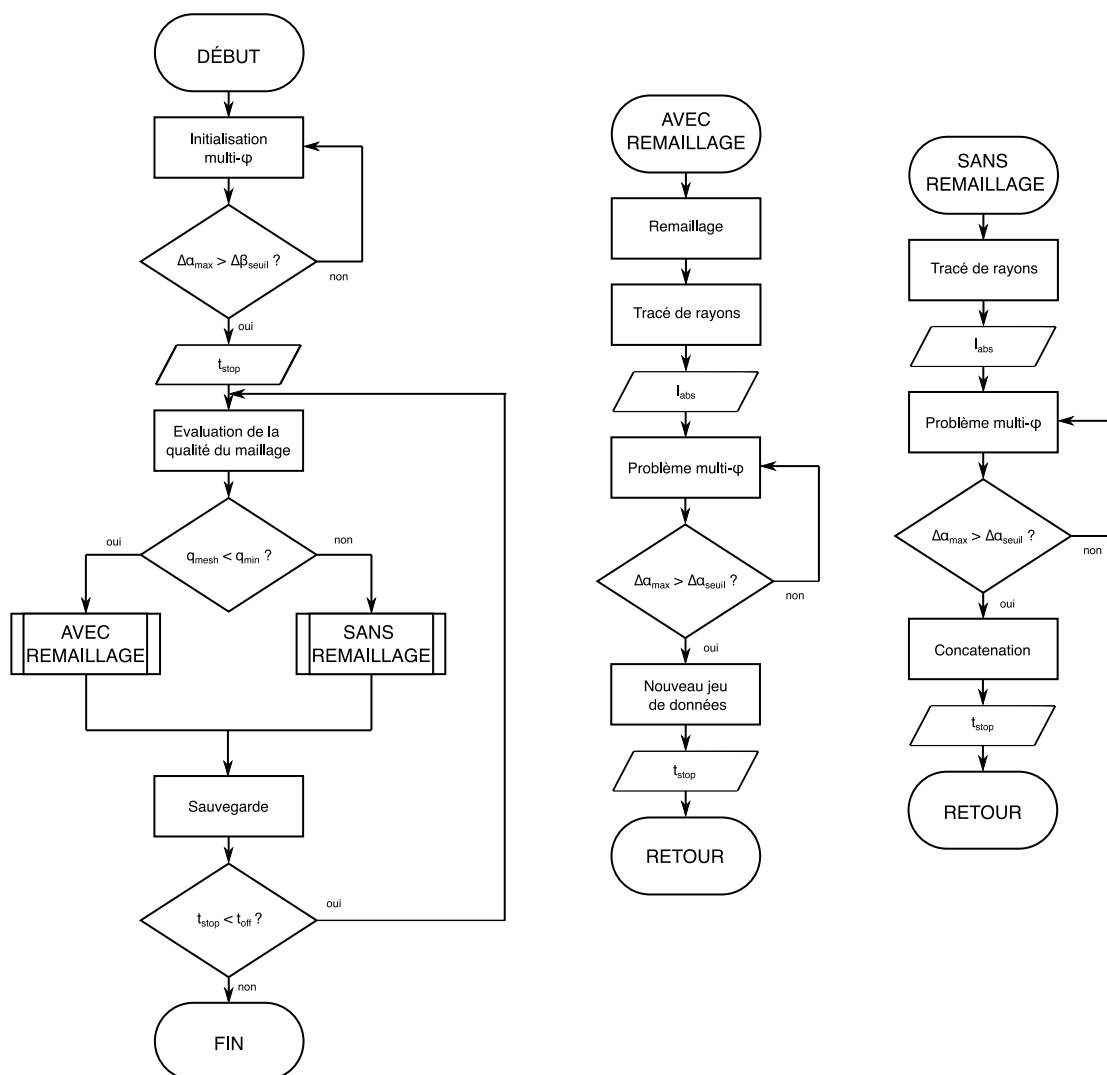


Figure 4-13 Logigramme de la méthode numérique finale.

4.6 Conclusion

Nous avons conçu un modèle de dépôt d'énergie par tracé de rayons dans COMSOL®, à l'aide de l'*Application Builder*, le mode développeur du logiciel de simulation par éléments finis. Pour réaliser ce développement, nous avons d'abord proposé une stratégie de mise à jour de l'irradiance absorbée (la stratégie implicite, basée sur les variations d'inclinaison de l'interface liquide/gaz) puis développé la méthode du maillage glissant.

À la suite de ces développements, nous avons vérifié le modèle de dépôt d'énergie par la méthode de RT, en analysant la convergence de l'irradiance absorbée par une surface plane puis par une cavité en forme de *keyhole*, en fonction de la discrétisation du faisceau incident. *Nous avons ainsi trouvé un compromis entre temps de calcul et résolution du dépôt d'énergie en fixant le nombre de rayons à 50 000.*

Nous avons ensuite vérifié le modèle de réflexions multiples en simulant le problème de Gouffé dans une cavité de forme conique. Un excellent accord est obtenu entre les résultats numériques et analytiques. Cet exercice a permis de montrer que *la nature spéculaire supposée du bain de fusion*

accentue l'effet de piégeage de faisceau.

Nous avons enfin montré qu'*il n'est pas nécessaire de prendre en compte la variation de l'absorbance du matériau en fonction de l'angle d'incidence du laser*, aussi bien globalement pour estimer le pouvoir absorbant des cavités optiques, que localement pour calculer l'irradiance laser absorbée. Globalement, *le pouvoir absorbant des cavités optiques est largement dominé par le phénomène de réflexions multiples*. Localement, *puisque le faisceau n'est pas polarisé, l'irradiance absorbée est peu sensible à la variation de l'absorbance en fonction de l'angle d'incidence*.

Dans le dernier chapitre, nous tâcherons de valider l'ensemble de l'algorithme et d'analyser la transition entre les modes conducteur et *keyhole*, afin d'en comprendre les implications potentielles sur le procédé SLM.

Bibliographie

- [1] A. Gouffé, Corrections d'ouverture des corps noirs artificiels compte tenu des diffusions multiples internes, *Revue d'optique*. 24 (1945) 1–10.
- [2] I. Miyamoto, H. Maruo, The Mechanism of Laser Cutting, *IWJ*. 25 (1992) 99. <https://doi.org/10.22486/iwj.v25i2.148338>.
- [3] J.Y. Lee, S.H. Ko, D.F. Farson, C.D. Yoo, Mechanism of keyhole formation and stability in stationary laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002) 1570–1576. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/35/13/320>.
- [4] H. Ki, P.S. Mohanty, J. Mazumder, A Numerical Method for Multiphase Incompressible Thermal Flows with Solid–Liquid and Liquid–Vapor Phase Transformations, *Numerical Heat Transfer, Part B: Fundamentals*. 48 (2005) 125–145. <https://doi.org/10.1080/10407790590963596>.
- [5] M. Medale, C. Touvrey, R. Fabbro, An axi-symmetric thermo-hydraulic model to better understand spot laser welding, *European Journal of Computational Mechanics*. 17 (2008) 795–806. <https://doi.org/10.3166/remn.17.795-806>.
- [6] I. Tomashchuk, I. Bendaoud, P. Sallamand, E. Cicala, S. Lafaye, M. Almuneau, Multiphysical Modeling of Keyhole Formation During Dissimilar Laser Welding, in: *Proceedings of the 2016 COMSOL Conference in Munich, 2016*. <https://www.comsol.fr/paper/multiphysical-modelling-of-keyhole-formation-during-dissimilar-laser-welding-40041>.
- [7] S. Sharma, V. Mandal, S.A. Ramakrishna, J. Ramkumar, Numerical simulation of melt pool oscillations and protuberance in pulsed laser micro melting of SS304 for surface texturing applications, *Journal of Manufacturing Processes*. 39 (2019) 282–294. <https://doi.org/10.1016/j.jmapro.2019.02.022>.
- [8] M. Raja Kumar, I. Tomashchuk, J.-M. Jouvard, M. Duband, A First Approximation to the Modeling of Vapor Plume Evolution in Laser Welding, in: *Proceedings of the COMSOL European Conference 2020, held online, 2020*: p. 7. <https://www.comsol.fr/paper/a-first-approximation-to-the-modeling-of-vapor-plume-evolution-in-laser-welding-94431>.
- [9] D. Grange, A. Queva, G. Guillemot, M. Bellet, J.-D. Bartout, C. Colin, Effect of processing parameters during the laser beam melting of Inconel 738: Comparison between simulated and experimental melt pool shape, *Journal of Materials Processing Technology*. 289 (2021) 116897. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2020.116897>.
- [10] V. Bruyere, C. Touvrey, P. Namy, N. Authier, Multiphysics modeling of pulsed laser welding, *Journal of Laser Applications*. 29 (2017) 022403. <https://doi.org/10.2351/1.4983233>.
- [11] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane, Guidelines in the experimental validation of a 3D heat and fluid flow model of keyhole laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 49 (2016) 155503. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/49/15/155503>.
- [12] M. Courtois, M. Carin, P.L. Masson, S. Gaied, M. Balabane, A new approach to compute multi-reflections of laser beam in a keyhole for heat transfer and fluid flow modelling in laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 46 (2013) 505305. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/50/505305>.
- [13] Y. Qin, A. Michalowski, R. Weber, S. Yang, T. Graf, X. Ni, Comparison between ray-tracing and physical optics for the computation of light absorption in capillaries – the influence of diffraction and interference, *Opt. Express*. 20 (2012) 26606. <https://doi.org/10.1364/OE.20.026606>.
- [14] B. Christopher, 7 Ways to Use the Application Builder and COMSOL Server™, *COMSOL Blog*. (2015). <https://www.comsol.com/blogs/7-ways-to-use-the-application-builder-and-comsol-server>.

- [15] B. Sjodin, How to Customize Your Model Builder Workflow Using Add-Ins, COMSOL Blog. (2020). <https://www.comsol.com/blogs/how-to-customize-your-model-builder-workflow-using-add-ins>.
- [16] C. Touvrey-Xhaard, Étude thermohydraulique du soudage impulsif de l'alliage TA6V, Université de Provence - Aix-Marseille I, 2006.
- [17] T.R. Allen, W. Huang, J.R. Tanner, W. Tan, J.M. Fraser, B.J. Simonds, Energy-Coupling Mechanisms Revealed through Simultaneous Keyhole Depth and Absorptance Measurements during Laser-Metal Processing, Phys. Rev. Applied. 13 (2020) 064070. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.064070>.
- [18] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, Science. 363 (2019) 849–852. <https://doi.org/10.1126/science.aav4687>.
- [19] W.M. Steen, J. Mazumder, Laser Material Processing, Springer London, London, 2010. <https://doi.org/10.1007/978-1-84996-062-5>.
- [20] Y.A. Mayi, M. Dal, P. Peyre, C. Metton, C. Moriconi, R. Fabbro, An Original Way of Using COMSOLR Application Builder to Enhance Multiphysical Simulation of Laser Welding Processes, in: Proceedings of the COMSOL European Conference 2020, Grenoble (held online), 2020. <https://www.comsol.fr/paper/an-original-way-of-using-comsol-multiphysics-application-builder-to-enhance-simu-94331>.

Chapitre 5

Validation des modèles et analyse des phénomènes affectant le procédé SLM

Table des matières

5.1	INTRODUCTION	148
5.2	ÉTUDE DE LA TRANSITION CONDUCTION-CONDUCTION FORCÉE-KEYHOLE	148
5.2.1	VALIDATION DU MODÈLE DE TIR STATIQUE	148
5.2.2	ÉTUDE DE LA DYNAMIQUE DE FORMATION D'UN KEYHOLE	152
5.3	ÉTUDE DE LA STABILITÉ DES RÉGIMES DE FUSION EN SLM. 158	
5.3.1	VALIDATION DU MODÈLE DE LIGNE DE FUSION.....	158
5.3.2	RÔLE DES RÉFLEXIONS MULTIPLES EN SLM.....	165
5.4	EFFET DE L'ATMOSPHÈRE DE TRAVAIL SUR LE PHÉNOMÈNE DE DÉNUDATION	174
5.4.1	VALIDATION DU MODÈLE DE VAPORISATION	174
5.4.2	ÉTUDE DU POTENTIEL DE DÉNUDATION DES ATMOSPHÈRES DE TRAVAIL.....	178
5.5	CONCLUSION	186
	BIBLIOGRAPHIE	188

5.1 Introduction

Les phénomènes physiques « élémentaires » présentés et analysés dans les chapitres précédents ont conduit à l'introduction de trois briques de modélisation qui forment la base de la simulation numérique du procédé SLM. L'objectif du Chapitre 5 est finalement d'étudier l'impact de leur combinaison sur le procédé.

Dans un premier temps, nous étudierons la transition entre les régimes de conduction forcée et de *keyhole*. Pour ce faire, nous commencerons par valider le modèle thermo-hydrodynamique en configuration de tir statique sur pleine tôle, en mettant en place une campagne expérimentale d'observation directe de trous percés via la méthode « DODO ». Ensuite, nous confronterons notre modèle aux résultats expérimentaux publiés par Cunningham et *al.* [1], en se concentrant sur le piégeage de faisceau.

Dans un second temps, en s'appuyant sur les similitudes qui existent entre l'impulsion laser et la ligne de fusion, nous évaluerons à quel point la profondeur de pénétration et la stabilité des monocordons SLM est conditionnée par le phénomène de réflexions multiples. Comme pour les tirs statiques, nous confronterons le modèle numérique à des résultats expérimentaux : mesure des champs de températures et analyses *post mortem* des dimensions des zones fondues. Ensuite, toujours à partir de résultats de Cunningham et *al.* [1], nous évaluerons les effets des réflexions multiples sur la dynamique du *keyhole* et le couplage énergétique des cordons en régime stationnaire.

Nous proposerons ensuite une approche originale couplant simulation numérique, modélisation analytique et analyse adimensionnée, dans le but d'étudier comment la nature de l'atmosphère de travail dans une machine de SLM est susceptible de conditionner le phénomène de dénudation. On commencera par valider le modèle d'éjection de vapeur métallique, grâce à une campagne expérimentale de visualisation de la plume de vapeur par caméra rapide. Nous introduirons ensuite un modèle analytique simplifié de prédiction de la dénudation, aidant à estimer des vitesses seuils d'entraînement des grains.

Enfin, en simplifiant le modèle thermo-hydrodynamique précédent et à partir d'une étude adimensionnée, nous présenterons un plan d'expérience numérique permettant de généraliser ce critère d'entraînement.

5.2 Étude de la transition « conduction-conduction forcée-keyhole »

5.2.1 Validation du modèle de tir statique

5.2.1.1 Mise en place de la méthode « DODO »

a. Principes de la méthode DODO

La méthode DODO (pour *Direct Observation of Drilled hOles*), mise au point au laboratoire PIMM [2], est une technique d'analyse *post mortem* des trous réalisés par perçage laser. Cette méthode consiste à percer via une impulsion laser, le plan de joint entre deux plaques pré-polies et

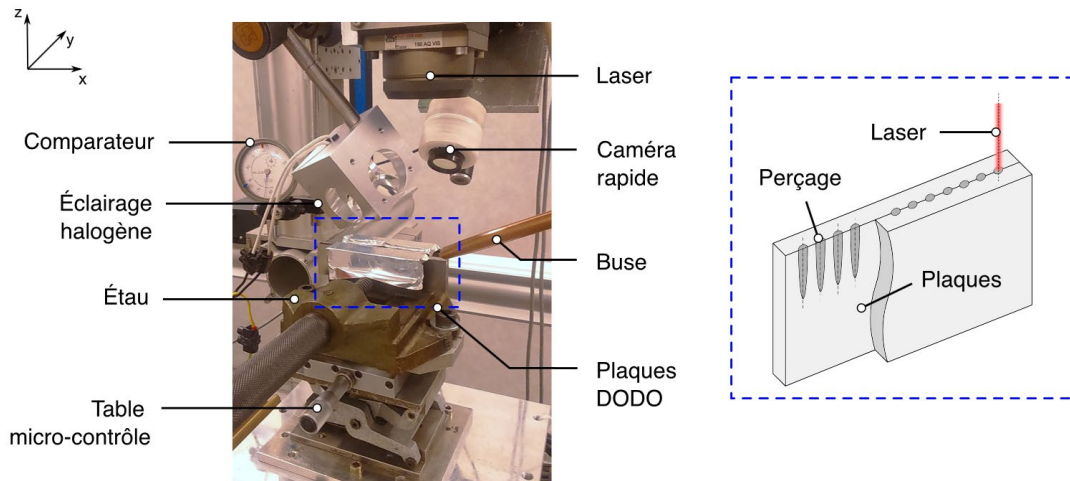


Figure 5-1 Principe de la méthode DODO et dispositif expérimental.

prises en butée, de façon à caractériser le profil des perçages après leur séparation. Un polissage miroir préalable permet de maximiser les surfaces de contact et de créer ainsi une quasi-continuité entre elles.

b. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est illustré sur la Figure 5-1. On utilise le laser TRUMPF TruDisk 10002 (source Yb:YAG, $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$) avec une distribution théorique top-hat. Des plaques d'IN625 sont assemblées via un étau de façon à former l'échantillon DODO. L'étau est disposé sur une table de micro-contrôle, qui permet de régler finement la position du plan de joint par rapport à l'axe optique du laser, suivant l'axe y en utilisant une caméra de centrage. La table de micro-contrôle est elle-même solidaire d'un axe de déplacement en x , qui permet de décaler la zone d'impact entre deux tirs. Enfin, la zone d'interaction laser-matière est localement inertée avec une atmosphère d'argon assurée par une buse de soudage.

Les paramètres procédés retenus pour l'essai sont résumés dans le Tableau 5-1. La taille de faisceau ($\sim 200 \mu\text{m}$) est deux fois plus grande que celle typiquement rencontrée en SLM. Ce choix résulte d'un compromis : utiliser un faisceau suffisamment grand pour limiter l'impact du plan de joint sur l'hydrodynamique de la ZF, mais suffisamment petit pour se placer dans un régime de micro-soudage, analogue au régime de SLM. Compte-tenu de la taille de spot, la puissance laser permet donc à la fois de réaliser des impulsions en régime conductif et en régime de conduction forcée. On réalise dix-sept impacts laser par paramètre et l'erreur de mesure sur les dimensions des zones fondues est estimée via l'erreur type avec un intervalle de confiance à 90% :

$$\sigma_{\bar{x}} = k_{90} \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2} \quad (5.1)$$

avec k_{90} le facteur d'élargissement (coefficient de Student) pour un intervalle de confiance de 90%.

Tableau 5-1 Paramètres procédé retenus pour la méthode DODO.

Paramètre [unité]	Valeur
Puissance [W]	320, 500, 700
Diamètre du faisceau [μm]	205
Durée d'impulsion [ms]	3,0
Temps de montée [μs]	150
Protection gazeuse [-]	Argon

5.2.1.2 Configuration numérique

On reprend la configuration présentée au Chapitre 2 (modèle thermo-hydrodynamique sans RT). Le domaine de calcul et les conditions limites associées ont été détaillés au paragraphe 2.3.3, tandis que le maillage et les paramètres du solver ont été présentés au paragraphe 2.3.4. De plus, on réutilise les propriétés thermophysiques de l'IN718 (cf. Tableau 2-1), à l'exception de l'absorbance normale qui est calibrée à 0,26 (au lieu de 0,3) pour obtenir un meilleur accord avec les expériences.

5.2.1.3 Résultats

La Figure 5-2 compare les macrographies obtenues lorsque (a) $P_L = 320$ W, (b) $P_L = 500$ W et (c) $P_L = 700$ W, aux contours des zones fondues simulés dans les mêmes conditions.

D'abord, on observe que les zones fondues ont une forme semi-elliptique à hémisphérique, avec un rapport d'aspect (profondeur/largeur) inférieur à 0,5. Ces formes sont celles que l'on rencontre typiquement dans le régime de conduction forcée vu précédemment.

Ensuite, les zones fondues présentent un aspect, soit poreux [Figure 5-2(a)-(b)], soit complètement évidé [Figure 5-2(c)]. La forme des bains de fusion ne correspond pas à celle rencontrée dans les cas de fermeture de capillaire typiques (exemples en réf. [3]). En effet, ce phénomène intervient plutôt en mode *keyhole*, et les zones fondues présentent alors une forme plus allongée en « V » et des rapports d'aspects > 1 . Pourtant, il semble que les bains de fusion aient été tout de même instables. On peut donc formuler plusieurs hypothèses :

- (1) Le seuil de *keyhole* se forme alors que le bain de fusion a un rapport d'aspect inférieur à 1. Ce phénomène est accentué si le faisceau présente une surintensité au centre de la tâche focale (comme vu dans le paragraphe 5.3.1.1). Nous vérifierons cette hypothèse dans la discussion sur la dynamique de formation du *keyhole*.
- (2) Des évidements partiels ou totaux de la ZF sont survenus au moment de la séparation des plaques qui étaient soudées par point par la méthode DODO. On observe d'ailleurs les négatifs (parties pleines) sur la plaque symétrique.

On pourrait craindre que le caractère destructif de la méthode DODO (au moment de la séparation des plaques) ait un impact sur la mesure des dimensions des zones fondues. Cependant, le Tableau 5-2 indique que la méthode est relativement répétable (erreur $< 5\%$, conforme aux attentes [4]). En revanche, on trouve une erreur de 9% sur la profondeur du bain lorsque $P_L = 320$ W, ce qui correspond

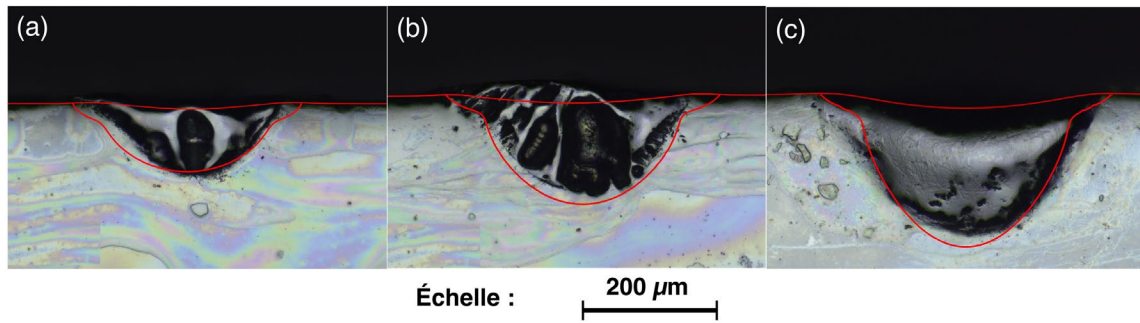


Figure 5-2 Comparaison des macrographies et des contours des zones fondues simulées par éléments finis (en rouge) lorsque (a) $P_L = 320$ W, (b) $P_L = 500$ W et (c) $P_L = 700$ W.

à une dispersion des mesures de 20% autour de la moyenne. Cette erreur est le signe qu'avec une profondeur de $100 \mu\text{m}$, cette configuration représente, ou du moins s'approche, de la limite inférieure des profondeurs de trous percés mesurable avec la méthode DODO. On peut aussi se demander si la stabilité de la puissance délivrée par le laser est aussi bonne à 320 W, qui est le minimum de puissance délivrable par l'installation.

On analyse ensuite les résultats obtenus par simulation numérique. Tout d'abord, les contours des zones fondues sont en accord avec les macrographies (Figure 5-2). On retrouve dans chaque cas la forme en cuvette arrondie décrite précédemment, avec un point d'inflexion en périphérie du bain de fusion dû au courant de Marangoni négatif. Il semble néanmoins que l'on surestime le courant de Marangoni. Deux raisons au moins peuvent expliquer cette différence :

- (1) Soit la présence d'éléments tensio-actifs (comme de l'oxygène, dû à un mauvais inertage) dans le bain de fusion. Des mesures chimiques pourraient confirmer ou infirmer cette hypothèse.
- (2) Soit la distribution d'irradiance qui n'est pas parfaitement top-hat comme supposé. Si les bords du faisceau laser s'évanouissent moins brutalement, alors le gradient thermique tangentiel et la contrainte thermocapillaire sur les bords du bain de fusion sont plus faibles.

Par ailleurs, la Figure 5-2 montre aussi que l'on surestime le volume fondu, ce qui peut être le résultat combiné du flux incident non représentatif (deuxième hypothèse) et des propriétés thermophysiques constantes.

Ensuite, on reporte dans le Tableau 5-2 les dimensions des zones fondues simulées. On trouve des écarts inférieurs à 10% entre les résultats numériques et expérimentaux. La configuration $P_L = 500$ W présente la meilleure correspondance, avec des écarts de moins de 3% et 2% pour la profondeur et la largeur respectivement. En revanche, lorsque $P_L = 320$ W, on surestime la largeur du bain de 9% tandis que pour $P_L = 700$ W on surestime la profondeur du bain de 10%. En dehors de cet intervalle de puissance, on peut s'attendre à ce que le modèle diverge davantage.

Pour affiner et étendre les résultats, on devrait tout d'abord considérer des propriétés physiques thermo-dépendantes, avec les hypothèses que cela comporte (typiquement, extrapoler les valeurs à haute température, pour $T > 2000$ K, cf. Annexe 2). On devrait également analyser plus précisément la distribution spatiale du faisceau laser, considérée ici comme parfaitement homogène. Nous suivrons ces deux recommandations dans le paragraphe 5.3 sur la validation du champ thermique et des dimensions des zones fondues observées lors de lignes de fusion.

Malgré ces simplifications, cette première campagne expérimentale valide le modèle multiphysique,

Tableau 5-2 Dimensions des zones fondues mesurées expérimentalement et calculées par éléments finis.

Observables	$P_L = 320 \text{ W}$	$P_L = 500 \text{ W}$	$P_L = 700 \text{ W}$
Profondeur [μm]			
EXP	93 ± 19	152 ± 15	209 ± 21
<i>erreur</i>	9%	4%	4%
NUM	99	157	226
<i>écart relatif</i>	6%	3%	8%
Largeur [μm]			
EXP	320 ± 11	397 ± 16	459 ± 20
<i>erreur</i>	1%	2%	2%
NUM	348	396	440
<i>écart relatif</i>	9%	0,3%	4%

et nous permet de poursuivre sur une analyse plus précise de l'interaction laser-matière au seuil de formation du keyhole.

5.2.2 Étude de la dynamique de formation d'un keyhole

Dans le paragraphe précédent, nous nous sommes intéressés aux dimensions des zones fondues observées à la fin d'impulsions laser. Ici, nous allons analyser comment la vaporisation modifie le régime d'interaction laser-matière au cours de l'impulsion. Nous nous appuyons pour cela sur les expériences d'impulsions lasers réalisées par Cunningham et *al.* [1], et en particulier sur un tir réalisé sur substrat de Ti64, avec un laser Gaussien de $140 \mu\text{m}$ de diamètre ($1/e^2$) et une puissance incidente de 156 W (*i.e.* $I_0 = 1 \text{ MW/cm}^2$).

On réutilise les propriétés thermophysiques constantes⁹ du Ti64 présentées dans le Tableau 2-1. Conformément à l'étude de convergence réalisée au paragraphe 4.4.2, le faisceau incident est discrétisé avec 50 000 rayons. Le pas angulaire de mise à jour du flux incident est de 10° . On montre en Annexe 8 que la détection du seuil de keyhole est sensible à ce paramètre, mais que la dynamique de formation du *keyhole* est bien plus sensible à l'absorbance normale du matériau qui a été calibrée à 0,33.

Les résultats de simulation sont illustrés sur la Figure 5-3. Chaque sous-figure correspond à une étape de formation du bain de fusion, depuis le mode conducteur vers le régime de keyhole. Les chemins optiques des rayons de la méthode RT sont également tracés, afin d'illustrer le couplage entre les phénomènes hydrodynamiques et optiques – ce qui n'est pas possible à partir des seuls résultats expérimentaux. L'animation vidéo associée est disponible dans les ressources complémentaires¹⁰.

Quatre étapes sont identifiées et caractérisées à l'aide de cette étude comparative : (1) le régime conducteur [Figure 5-3(a)], (2) le régime de conduction forcée [Figure 5-3(b)], (3) le régime intermédiaire ou de conduction forcée « instable » [Figure 5-3(c)] et enfin (4) l'initiation du mode *keyhole* [Figure 5-3(d)].

⁹ On aurait pu utiliser des propriétés thermo-dépendantes dès à présent. Cependant, on parvient ici à reproduire et expliquer fidèlement les quatre étapes de formation d'un keyhole sans avoir à y recourir.

¹⁰ Vidéo 1, disponible à l'adresse : <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.16611061>.

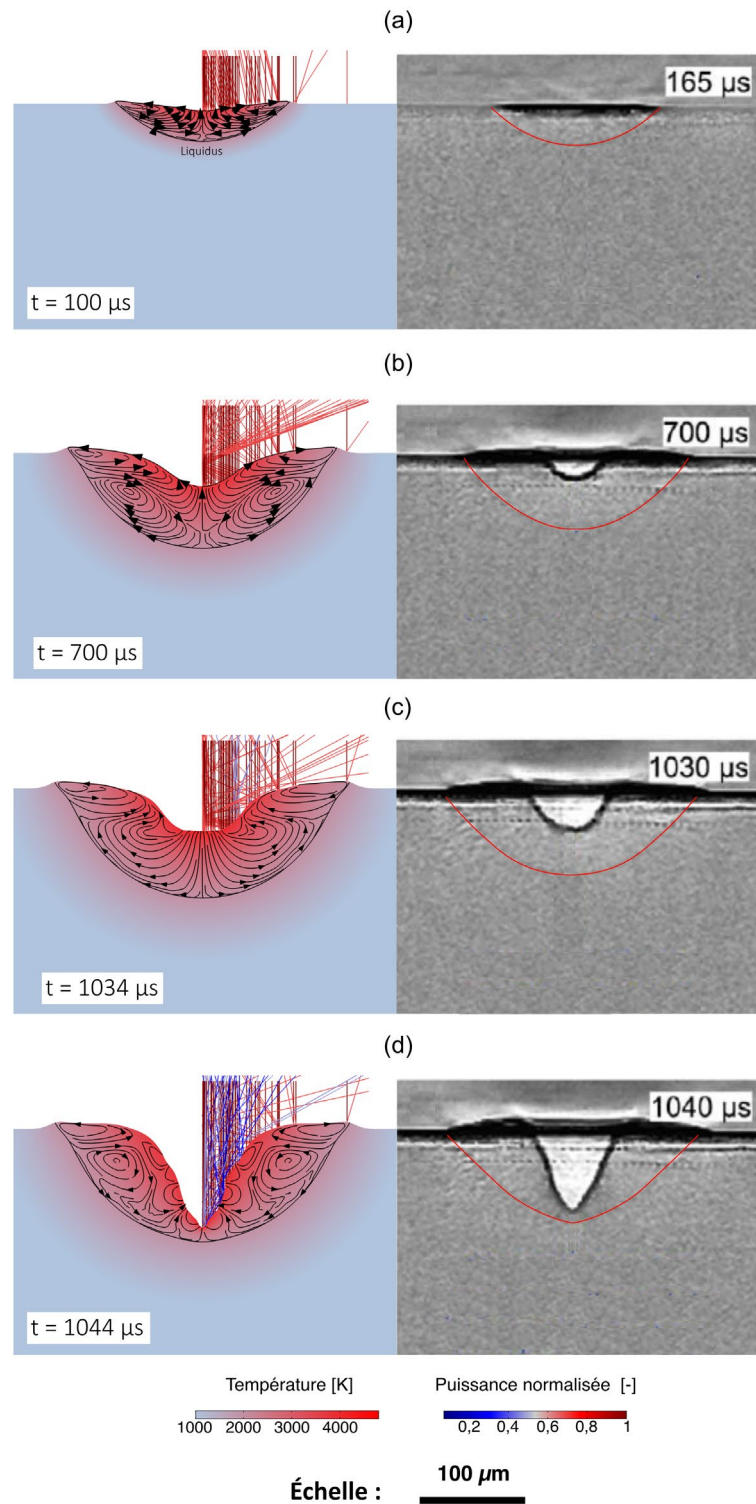


Figure 5-3 Étapes de formation d'un keyhole. (a) Mode conduction. (b) Mode conduction forcée. (c) Seuil de keyhole (d) Initiation du mode keyhole. Les images de radiographie X sont extraites et adaptées Cunningham et al. [1].

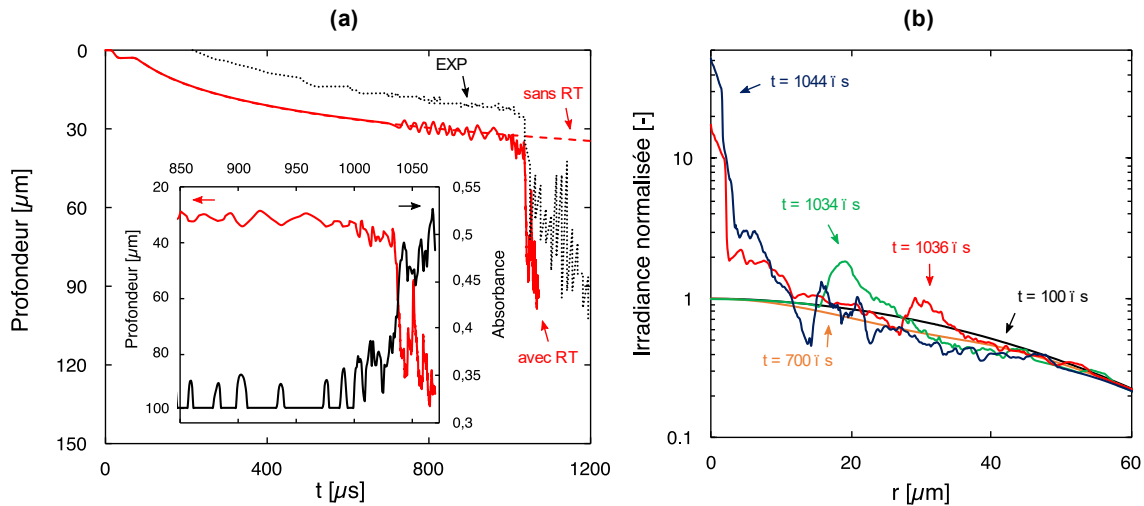


Figure 5-4 (a) Profondeur du *keyhole* et absorbance apparente en fonction du temps. La courbe en pointillés est extraite de Cunningham et *al.* [1]. (b) Distribution d'irradiance absorbée à différents instants.

Premièrement, au cours du régime conductif, le bain de fusion est globalement plan [Figure 5-3(a)]. L'irradiance absorbée suit la distribution Gaussienne initialement imposée via l'équation (4.16) (Figure 5-4(b), $t = 100 \mu\text{s}$) et il n'y a pas de couplage spécifique entre l'hydrodynamique du bain de fusion et le rayonnement incident (*i.e.* pas de piégeage de faisceau). L'absorbance apparente du système équivaut donc à l'absorbance normale du Ti64, supposée constante et égale à 0,33.

On note toutefois que le régime conductif simulé dure deux fois moins longtemps que ce qui a été observé expérimentalement [Figure 5-4(a)]. Cela est certainement le signe que la valeur calibrée à 0,33 surestime l'absorbance du Ti64 en début d'interaction. Les mesures de Ye et *al.* (2019) [5] vont d'ailleurs dans ce sens, ces derniers ont mesuré une absorbance minimale du Ti64 liquide de 0,26.

Deuxièmement, lorsque la température à la surface du bain de fusion dépasse T_v , le processus de vaporisation débute en régime de conduction forcée [Figure 5-3(b)]. La pression de recul s'exerce au centre de la zone d'interaction et devient alors la principale force motrice dans le bain de fusion. La profondeur de la déflexion de l'interface liquide/gaz augmente de façon monotone. La courbe numérique est d'ailleurs parfaitement parallèle à son pendant expérimental, suggérant que la valeur de 0,33 est désormais assez représentative de l'absorbance normale du Ti64 à cette température.

Jusqu'à présent, nous avons admis la notion de régime de « conduction forcée » sans en expliquer l'origine. L'étude couplée des phénomènes optiques et hydrodynamiques, ainsi que le modèle du piston, nous donnent désormais suffisamment d'indices pour préciser cette notion.

Le régime de conduction forcée est souvent confondu avec le régime conductif parce qu'il présente des zones fondues aux morphologies similaires, hémisphériques avec des rapports d'aspects inférieurs à 0,5. Cependant, comme évoqué au Chapitre 2, ces régimes sont pourtant bien différents puisque le premier est conditionné par la convection hydrodynamique pilotée par la pression de recul (> 60 % des échanges dans le bain), tandis que le second est caractérisé par la conduction thermique dans le solide. Pourtant, bien que piloté par la pression de recul, le régime de conduction forcée n'est pas similaire au régime de *keyhole* parce que l'absorbance apparente du bain de fusion est égale à l'absorbance normale du matériau irradié, comme en régime conductif. L'inclinaison de l'interface liquide/gaz n'est en effet pas suffisante pour initier le mécanisme de piégeage de faisceau [Figure 5-3(b)], l'irradiance absorbée suit toujours une distribution Gaussienne qui est simplement pondérée par le cosinus de l'angle d'incidence (Figure 5-4(b), $t = 700 \mu\text{s}$).

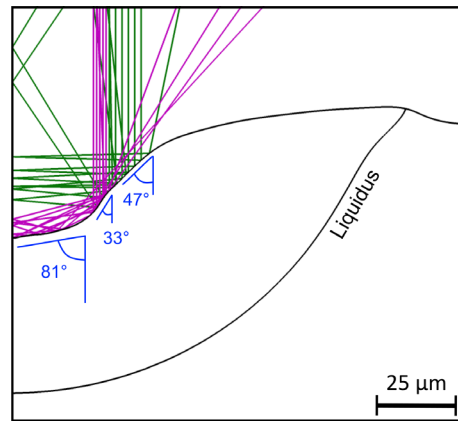


Figure 5-5 Réflexions du rayonnement incident au seuil de keyhole ($t = 1036 \mu\text{s}$). Les rayons verts en périphérie du bain sont réfléchis deux fois tandis que les rayons violets le sont trois fois, dont une fois au centre de la ZF.

Ce régime est en somme un régime intermédiaire entre le régime conducteur « pur » et le mode *keyhole*. Cette ambivalence a été synthétisée par Fabbro (2020) [6] avec le terme de « conduction forcée » (*forced conduction*). « Conduction » parce que le couplage énergétique du bain de fusion est similaire à celui rencontré en régime conducteur (*i.e.* $A = A_0$), et « forcée » parce que les échanges thermiques dans le bain ainsi que la dynamique de pénétration de ce dernier dans le solide sont déterminés par la pression de recul. Notez que Lee et *al.* (2002) [7] avaient également suggéré l'existence d'un régime de fusion intermédiaire, à l'aide d'une simulation multiphysique similaire à la nôtre.

Troisièmement, la ZF passe par un régime intermédiaire avant d'atteindre le seuil de *keyhole*. L'inclinaison locale du capillaire de vapeur s'approche du seuil de 45° , si bien que les rayons incidents sont réfléchis horizontalement, vers le bain de fusion, et non plus à l'extérieur du système. L'irradiance absorbée augmente alors localement, en périphérie du bain de fusion, précisément là où les rayons ont été absorbés une seconde fois (Figure 5-4(b), $t = 1034 \mu\text{s}$). La pression de recul s'applique alors non seulement verticalement, mais aussi radialement, ce qui fait osciller la zone d'interaction. Ces fluctuations sont visibles sur la Figure 5-4(a), où la profondeur de pénétration oscille autour d'une valeur moyenne qui prolonge la tendance que suivait le bain de fusion dans sa phase stable – simulée avec notre modèle sans l'algorithme de RT (courbe rouge en pointillés). De façon parfaitement corrélée, l'absorbance normale augmente sporadiquement à chaque fois que le rayonnement incident est réabsorbé par le bain de fusion, mais reste globalement proche de la valeur nominale ($A \sim 0,35$).

Ces oscillations génèrent des ondes à la surface du bain de fusion, qui font fluctuer l'angle d'incidence local de l'interface liquide/gaz. À force d'osciller, le bain de fusion se retrouve dans une situation où le fond de la zone d'interaction est plan, et où une fraction de l'interface liquide/gaz présente un angle inférieur à 45° , c'est-à-dire l'angle limite à partir duquel les rayons incidents sont renvoyés en-dessous du niveau horizontal (Figure 5-5). En conséquence, les rayons renvoyés horizontalement continuent de faire osciller le bain de fusion et ressortent du système après deux réflexions (les rayons verts), tandis que les rayons renvoyés vers le centre de la zone d'interaction (les rayons violets) contribuent à multiplier par 20 l'irradiance absorbée par rapport à la configuration initiale (Figure 5-4(b), $t = 1036 \mu\text{s}$). Tout se passe comme si la partie latérale du bain de fusion se comporte comme un miroir concave qui concentre le rayonnement incident vers le centre de la zone d'interaction.

Grace au modèle du piston, on comprend donc que l'augmentation d'un facteur 20 de l'irradiance

absorbée au centre multiplie mécaniquement la vitesse de perçage du bain de fusion, d'où la transition quasi-instantanée entre le régime de conduction forcée à l'interface liquide/gaz en forme de « U » [Figure 5-3(c)], au régime de *keyhole* à l'interface liquide/gaz en forme de « V » [Figure 5-3(d)]. Cette transition s'accompagne tout aussi logiquement d'une augmentation de l'absorbance apparente, qui passe de 0,33 (l'absorbance normale) à presque 0,55, c'est-à-dire l'absorbance apparente calculée en supposant que l'intégralité des rayons sont réfléchis deux fois : $A_2 \approx 1 - (1 - A_0)^2 = 0,55$. Pour mémoire, cette augmentation radicale de l'irradiance absorbée au centre du *keyhole* avait également été mise en lumière par Ki et al. (2001) [8]. Cependant, ces derniers n'avaient étudié ce phénomène que comme la conséquence de la formation du *keyhole*, sans expliciter la séquence qui amène justement à cette transition.

Aussi, ces résultats offrent une nouvelle analyse de la transition dite « conduction-*keyhole* », qui trouve dans la littérature deux types de définitions [9] :

- (1) Une première définition s'appuie sur l'occurrence de la vaporisation. Le régime conductif se caractériserait alors par l'absence de vaporisation, tandis que le régime de *keyhole* en serait concomitant. Le modèle du piston, les précédents chapitres ainsi que la discussion que nous venons de mener contredisent cette définition, puisqu'elle ignore *de fait* l'existence du régime de conduction forcée, différent du régime de *keyhole*, mais dont la thermique et l'hydrodynamique sont déterminés par la vaporisation (à travers la pression de recul).
- (2) Une deuxième définition porte sur le rapport d'aspect de la ZF. Le régime conductif serait alors caractérisé par des rapports d'aspect relativement faibles ($< 0,5$), tandis que le régime de *keyhole* serait caractérisé par des rapports d'aspect relativement élevés (> 1). Cette discrimination sur le rapport d'aspect est juste, mais est une conséquence du passage en mode *keyhole*, plus qu'une définition de cette transition. Nous avons par ailleurs déjà évoqué le contre-exemple de l'alliage à coefficient thermocapillaire positif (cf. paragraphe 1.3.3.1). Donc grâce à la simulation numérique, on apporte un regard différent sur le passage entre les régimes de conduction et de *keyhole*, en se concentrant sur les raisons physiques de cette transition (piégeage de faisceau et focalisation du rayonnement incident) plutôt que sur ses conséquences (augmentation du rapport d'aspect de la ZF).

Enfin quatrièmement, la forme en « V » du *keyhole* favorise le phénomène de piégeage de faisceau. On le voit sur la Figure 5-3(d) où une fraction des rayons incidents ressort de la cavité optique avec une puissance résiduelle de l'ordre de 10% à 20% de la puissance initiale. L'irradiance absorbée au centre du *keyhole* est alors 50 fois plus importante qu'initialement (Figure 5-4(b), $t = 1044 \mu\text{s}$). Cependant, en conséquence des réflexions multiples, l'irradiance est absorbée de manière hétérogène, si bien que le tir statique continu sur pleine tôle en régime de *keyhole* est un processus instable par nature. La forme du *keyhole* fluctue alors, ce qui se traduit par une augmentation de l'amplitude et la fréquence des oscillations du capillaire. Le *keyhole* se referme plus ou moins périodiquement alors que le laser irradie toujours la cible. La fermeture complète du *keyhole* n'est bien sûr pas modélisable avec notre approche ALE (le calcul s'arrête dès que le *keyhole* s'effondre), mais sa fermeture périodique est bien visible sur le film expérimental disponible en référence [10].

Afin de faire le lien entre l'étude précédente et le procédé SLM, on illustre *ci-dessous* les conditions paramétriques standards rencontrées sur superalliage base nickel (Figure 5-6) et Ti64 (Figure 5-7).

Ces deux fenêtres paramétriques montrent que des morphologies de ZF très variées peuvent être rencontrées en SLM, allant du mode conducteur avec des profondeurs de dilution réduites, au régime de *keyhole* profond (*i.e.* profondeur > 3 fois le diamètre de spot), sensible à la formation de porosités par fermeture de capillaire. Cependant, on privilégie en SLM des paramètres pour lesquels les zones fondues ont des profondeurs de pénétration allant de 1 à 2-3 fois le diamètre du faisceau maximum (comme indiqué sur la Figure 5-6 par le code couleur), c'est à dire lorsque le bain se trouve en régime intermédiaire ou au début du régime de *keyhole*. Or d'après notre étude précédente, c'est précisément dans ces régimes que des instabilités hydrodynamiques peuvent apparaître à cause du phénomène de piégeage de faisceau. Dans la suite de l'étude, après avoir validé le modèle numérique dans des configurations de monocordons, nous analyserons dans quelles mesures les bains de fusion sont instables dans ces régimes intermédiaires.

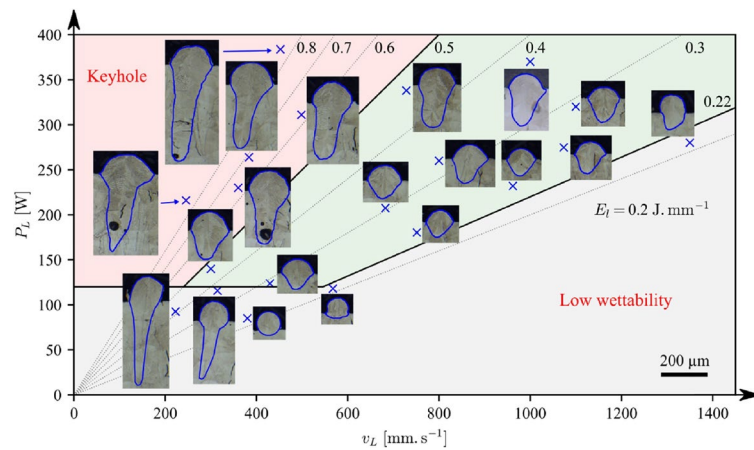


Figure 5-6 Paramètres procédés et morphologie des ZF associées classiquement rencontrés en SLM sur superalliage base nickel. Machine : Concept Laser M2, Matériau : IN738, $D_L = 100 \mu\text{m}$ ($1/e^2$). La zone verte délimite les paramètres privilégiés en SLM pour cet alliage. Extrait de Grange et *al.* (2021) [11].

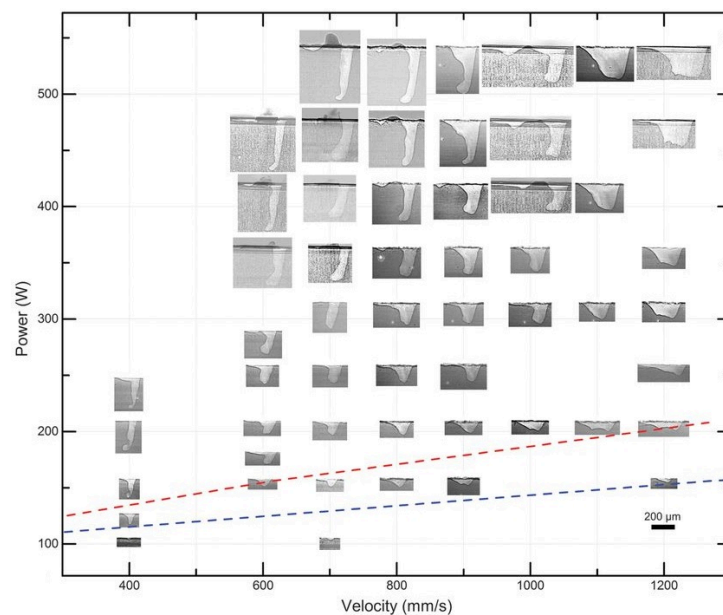


Figure 5-7 Paramètres procédés et morphologie des keyholes associées potentiellement rencontrés en SLM sur Ti64. $D_L = 95 \mu\text{m}$ ($1/e^2$). Extrait et adapté de Cunningham et *al.* (2019) [1].

5.3 Étude de la stabilité des régimes de fusion en SLM

5.3.1 Validation du modèle de ligne de fusion

5.3.1.1 Mise en place d'essais de pyrométrie 2D monobande

a. Principes de la pyrométrie 2D monobande

Les principes de la pyrométrie 2D monobande, et l'étude détaillée menée (étalonnage de la caméra rapide, post-traitement, calcul des émissivités et quantification des incertitudes) sont présentés en Annexe 9.

b. Dispositif expérimental

Le dispositif expérimental est illustré sur la Figure 5-8(a). On dispose d'un bras robotisé KUKA® qui porte l'ensemble du système. Celui-ci est composé de deux chemins optiques, l'un dédié au laser de puissance, l'autre dédié au système de visualisation.

On utilise le laser TRUMPF TruDisk 10002 (source Yb:YAG, $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$). Le système de visualisation est composé d'une caméra rapide Photron FASTCAM MC2, équipée d'un filtre interférentiel passe-bande de $800 \text{ nm} \pm 20$. Ces deux chemins optiques sont renvoyés à 90° à l'aide de deux miroirs, afin d'observer le bain de fusion en vision coaxiale. De plus, afin de limiter l'oxydation de l'échantillon irradié, celui-ci est disposé dans une enceinte étanche inertée par une atmosphère d'argon ($\%O_2 < 500 \text{ ppm}$).

Le profil du laser, qui présente une surintensité (+50 %) au centre de la tâche focale, est caractérisé à l'aide d'un analyseur de faisceau Ophir Photonics BeamGage® [Figure 5-8(b)]. Pour intégrer au mieux cette distribution d'irradiance dans notre modèle, nous l'ajustons avec l'équation suivante :

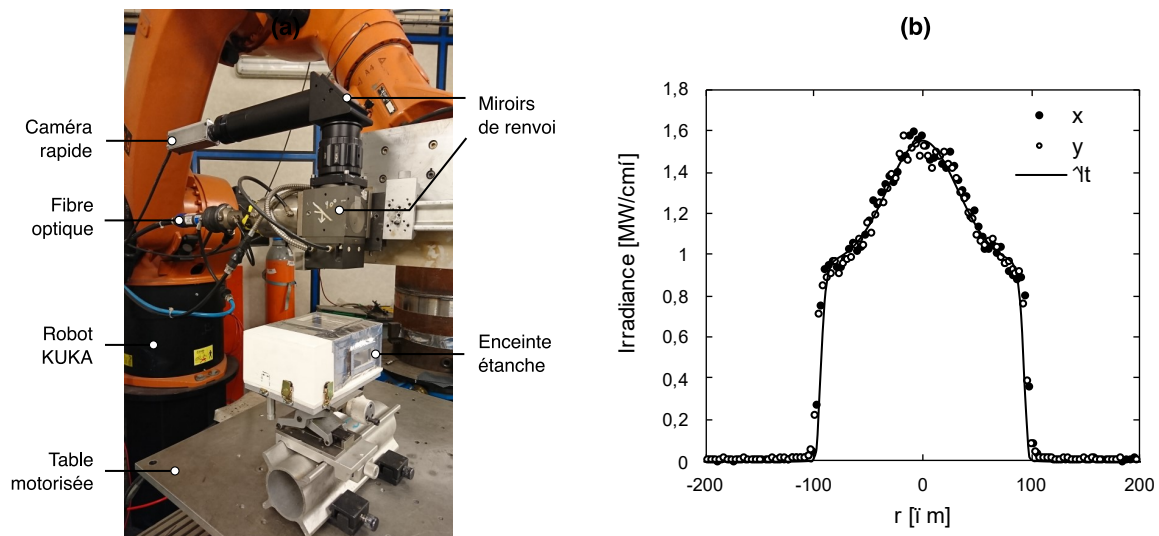


Figure 5-8 (a) Dispositif expérimental. **(b)** Distribution d'irradiance mesurée lorsque $P_L = 320 \text{ W}$. Les points représentent les mesures effectuées selon deux axes perpendiculaires dans le plan de la tâche focale, tandis que la ligne continue représente le profil analytique ajusté.

$$I = \frac{P_0}{P_1} \left[B_1 \exp\left(-32 \frac{r^{32}}{R_1^{32}}\right) + B_2 \exp\left(-2 \frac{r^2}{R_2^2}\right) \right] \quad (5.2)$$

avec $P_1 = 320 \text{ W}$, $B_1 = 0,95 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, $B_2 = 0,6 \text{ MW} \cdot \text{cm}^{-2}$, $R_1 = 105 \text{ }\mu\text{m}$ et $R_2 = 65 \text{ }\mu\text{m}$.

Enfin, les paramètres procédés sont choisis (Tableau 5-3) pour former des lignes de fusion en régime conducteur, de manière à observer des champs thermiques stables avec un bain de fusion quasiment plan, et ainsi faciliter la comparaison avec les résultats numériques.

Tableau 5-3 Paramétrie choisie pour les expériences de pyrométrie 2D monobande.

Matériaux	Puissance [W]	Vitesse [mm · s ⁻¹]
IN625, Ti64	400	700, 1000

5.3.1.2 Essais de caractérisation *post mortem* des cordons

On réalise des essais complémentaires de lignes de fusion sur pleine tôle d'IN625. On aurait pu directement mesurer les dimensions des zones fondues obtenues lors des essais de thermographie, mais nous avons souhaité réaliser ces essais avec un diamètre de faisceau plus représentatif de la SLM. On utilise pour cela le laser SPI redPOWER® QUBE (source Yb:YAG, $\lambda = 1,07 \text{ }\mu\text{m}$), de distribution Gaussienne avec un diamètre de faisceau de $68 \text{ }\mu\text{m}$ ($1/e^2$). La distribution de l'irradiance incidente et le diamètre de spot ont été mesurés à l'aide d'un analyseur de faisceau présenté précédemment.

Quatre jeux de paramètres laser ont été retenus (Tableau 5-4). On réalise deux lignes de fusion par paramètre, et les dimensions moyennes des ZF sont calculées à partir de trois coupes transversales par cordon. Les erreurs de mesures sont toujours estimées à l'aide de l'équation (5.1).

Tableau 5-4 Paramétrie des lignes de fusion.

Régime d'interaction	Vitesse [mm · s ⁻¹]	Puissance [W]
Conduction	400	70
	600	90
	800	100
Régime intermédiaire	400	100

5.3.1.3 Configuration numérique

a. *Domaine de calcul et conditions limites*

Le domaine de calcul en 3D, présenté pour la première fois dans ce manuscrit, est illustré sur la Figure 5-9. Les conditions limites associées sont résumées dans le Tableau 5-5. Celles-ci sont analogues à celles présentées au Chapitre 2, elles ne seront donc pas réexpliquées ici. Nous avons opté pour une simulation en configuration « quasi-stationnaire », pour laquelle le laser est fixe et la matière défile dans le domaine de calcul, par rapport au repère de la source. Le métal entre à vitesse V_L (la vitesse de lasage) par la face ABFE et ressort à l'opposé du domaine.

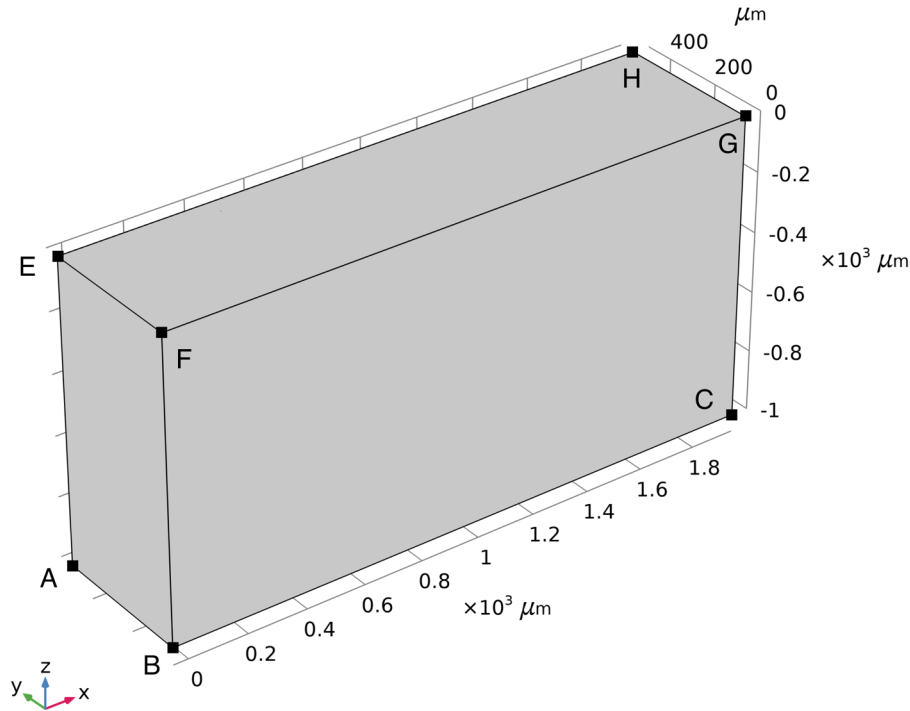


Figure 5-9 Domaine de calcul.

Tableau 5-5 Conditions limites.

Frontière	Thermique	Hydrodynamique	ALE
ABFE	$T = T_0$	$\vec{u} \cdot \vec{x} = V_0$	$d_n = 0$
DCHG	Adiabatique	$p = 0$	$d_n = 0$
EFGH	$-k\vec{\nabla}T \cdot (-\vec{n}) = I_{abs} - \dot{m}L_v$	$(-pl + \mu [\vec{\nabla}\vec{u} + (\vec{\nabla}\vec{u})^T]) \cdot \vec{n} = -(p_s - p_{atm}) \cdot \vec{n} + \sigma\kappa\vec{n} + \frac{\partial\sigma}{\partial T}\vec{\nabla}_s T$	$V_l = \vec{u}_l \cdot \vec{n}$
BCGF	Symétrie	Symétrie	$d_n = 0$
ADHE	Adiabatique	Glissement	$d_n = 0$
ABCD	Adiabatique	Glissement	$d_n = 0$

b. Maillage

Le maillage est présenté en Annexe 10. Il suit la même logique que celle employée pour le domaine 2D axisymétrique, et a été dimensionné grâce aux bonnes pratiques identifiées lors des tirs statiques. Les surfaces sont maillées avec des éléments triangulaires, affinés au niveau de la zone d'interaction laser-matière (3 μm) et tout au long du passage du cordon (8 μm). La taille des éléments croît plus ou moins rapidement en s'éloignant de ces zones d'intérêt, de façon à limiter le nombre de degrés de liberté dans le système. De cette façon, on identifie à l'aide d'une analyse de convergence spatiale que cette configuration donne un bon compromis entre temps de calcul et fiabilité de la solution numérique.

c. Propriétés thermophysiques et paramètres du solveur

On utilise ici les propriétés physiques thermo-dépendantes recommandées par Mills (2002) [12] pour l'IN718. (cf. Annexe 2). Les paramètres des solveurs des problèmes thermo-hydrodynamique et optique ont été présentés aux Chapitre 2 et Chapitre 4 respectivement.

5.3.1.4 Résultats

a. Champ de température

Nous simulons une ligne de fusion sur substrat d'IN625, avec une vitesse de balayage $V_L = 1000$ mm \cdot s⁻¹ et une puissance incidente $P_L = 400$ W (Figure 5-10).

D'abord, sur les images expérimentales, on observe le régime stationnaire au bout d'une milliseconde (*i.e.* 1 mm à 1000 mm \cdot s⁻¹) après le début du tir [Figure 5-10(a)-(d)]. Le champ thermique est relativement stable, ce qui est caractéristique du mode conductif. Au régime stationnaire, on observe un halo lumineux qui forme une demi-couronne au niveau du front avant du bain de fusion. On observe également que la ZF est éclairée épisodiquement par la plume de vapeur émise quasi-verticalement et qui fluctue autour de son axe – on peut à ce moment-là observer sur les films les chevrons de solidification à l'arrière de la ZF. On suppose alors que le halo lumineux à l'avant de la ZF est généré par la plume de vapeur.

Pour comparer notre cartographie thermique 2D aux champs mesurés, on sélectionne ensuite une image où la zone fondue est le moins éclairée par la plume de vapeur [Figure 5-10(f)].

On note tout d'abord que la forme globale des isothermes produites par notre modèle présente une grande similitude avec la cartographie expérimentale. Le bain d'IN625 présente notamment un aspect relativement étroit et allongé qui est particulièrement bien reproduit par simulation numérique. Les dispositions des isocontours de température sont quasiment identiques, et la zone saturée au centre de la zone d'interaction (l'aire blanche) présente la même forme et les mêmes dimensions.

On remarque cependant une différence importante au niveau du front avant du bain de fusion, où le gradient thermique est surestimé d'un facteur 2 par notre modèle numérique, comme indiqué sur la Figure 5-11. Cette surestimation du gradient au niveau du bord d'attaque du bain de fusion est certainement dû au halo de lumière supposément induit par la plume de vapeur identifiée sur les films non traités, considérée en soudage laser et en fusion laser sélective, comme une source quasi-inévitable d'erreur de mesure [13,14].

Une autre différence entre les résultats numériques et expérimentaux se situe au niveau du pallier de solidification, dont notre modèle semble sous-estimer la longueur. En toute rigueur, il est difficile de commenter avec certitude cette zone parce qu'elle se situe à la limite de validité de notre étalonnage. Cependant, on peut supposer que la longueur de la zone pâteuse est sous-estimée par notre modèle parce que ce dernier ne prend pas en compte la surfusion qui est nécessairement observée à haute vitesse de refroidissement. On a en effet considéré la valeur du solidus de l'IN625 connue à l'équilibre thermodynamique, qui est probablement supérieure d'une centaine de degrés à la valeur attendue en régime de refroidissement rapide [15,16].

Quoi qu'il en soit, on peut estimer que notre résultat numérique s'accorde très bien aux observations expérimentales, malgré les hypothèses simplificatrices fortes formulées côté numérique (hypothèse sur le chemin de solidification) et expérimental (émissivité constante).

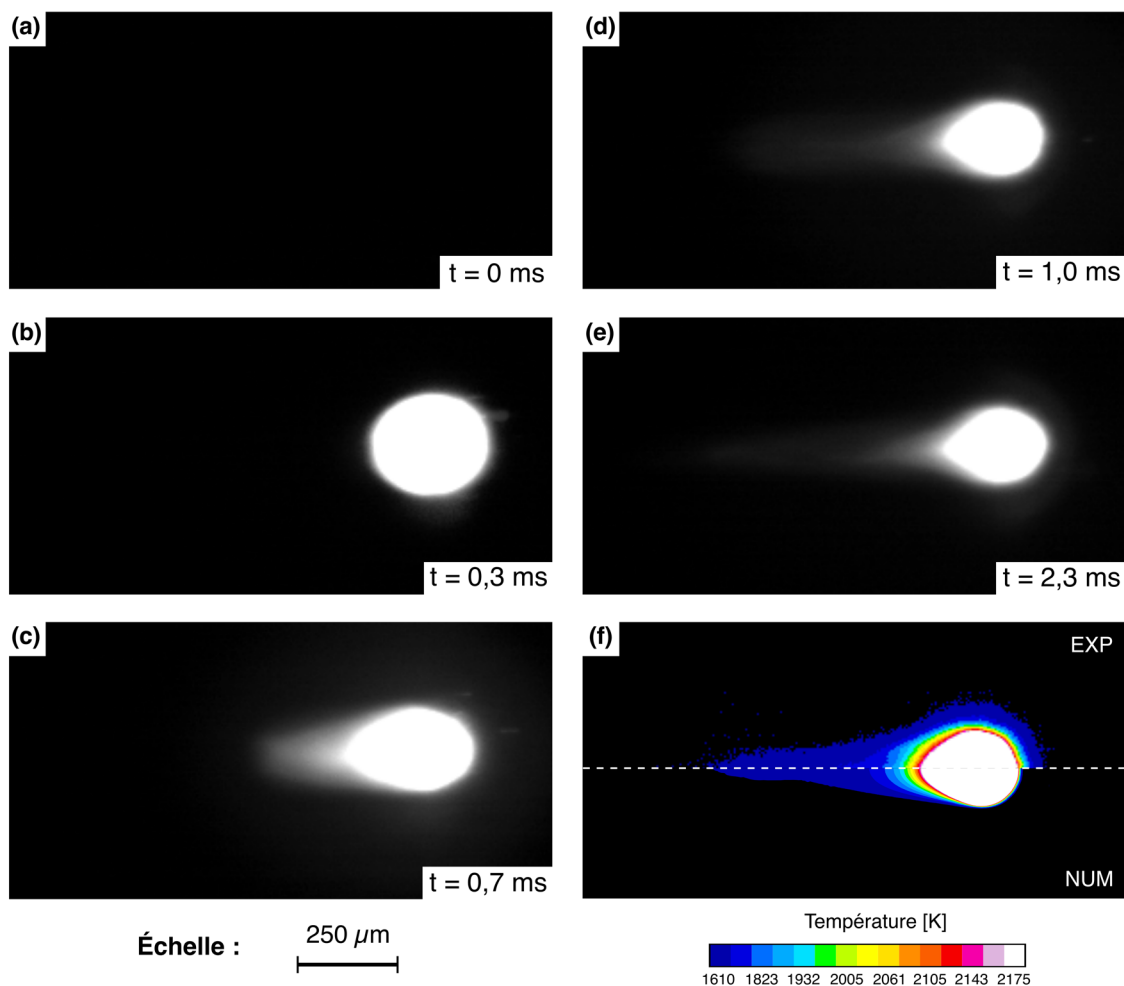


Figure 5-10 (a)-(e) Formation du bain de fusion filmé en vue coaxiale à 3000 img/s ($V_L = 1000 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $P_L = 400 \text{ W}$) (f) Comparaison du champ thermique mesuré par pyrométrie 2D monobande en fausses couleurs (EXP) avec le champ thermique simulé par éléments finis (NUM).

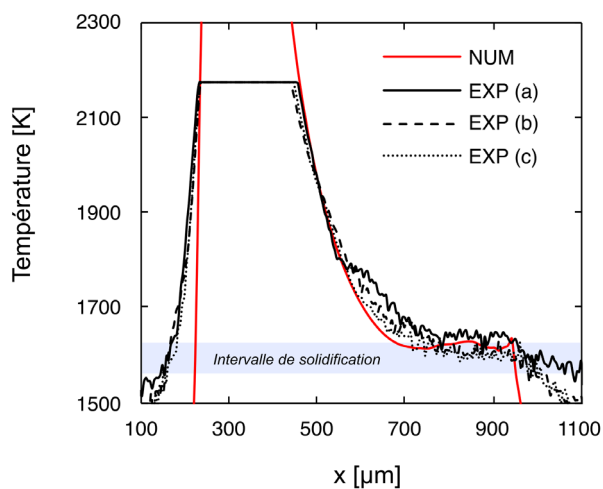


Figure 5-11 Comparaison des profils de température numérique et expérimentaux sur l'axe central du bain de fusion. Données de l'IN625 : $T_{sol} = 1563 \text{ K}$, $T_{liq} = 1623 \text{ K}$ [17].

b. *Dimensions des zones fondues*

On compare sur la Figure 5-12 les macrographies des zones fondues obtenues lorsque (a) $V_L = 400 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $P_L = 70 \text{ W}$, (b) $V_L = 600 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $P_L = 90 \text{ W}$ et (c) $V_L = 800 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $P_L = 100 \text{ W}$, aux zones fondues simulées par éléments finis dans les mêmes conditions, en régime stationnaire.

Quelle que soit la vitesse de balayage V_L du laser, notre modèle numérique reproduit fidèlement la morphologie et les dimensions des zones fondues en régime conductif, et ce sans calibration supplémentaire. Le choix des paramètres numériques découle directement des étapes de vérification présentées au Chapitre 2, et la valeur de l'absorbance normale a été calibrée une fois pour toutes en configuration de tir statique.

Les dimensions des zones fondues en régime conductif sont récapitulées dans le Tableau 5-6. Les erreurs de mesure expérimentales sont inférieures à 5%, ce qui montre la grande répétabilité des expériences et la stabilité du régime d'interaction. Les écarts relatifs entre les résultats expérimentaux et numériques sont inférieurs à 10% pour la profondeur du bain, et inférieurs à (ou de l'ordre de) 2% pour la largeur. C'est globalement mieux que ce que nous faisons en tir statique. Cela confirme l'amélioration des prédictions du modèle en utilisant la distribution d'irradiance exacte et les propriétés physiques thermo-dépendantes de l'IN625.

C'est également ce que nous constatons en régime de conduction forcée. La macrographie de la zone fondue obtenue dans ce régime lorsque $V_L = 400 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $P_L = 70 \text{ W}$, est comparée sur la Figure 5-13 aux zones fondues simulées dans les mêmes conditions, (a) avec RT et (b) sans RT. Vu le rapport d'aspect de la ZF, celle-ci est visiblement en régime intermédiaire – nous utilisons maintenant ce critère en connaissance de cause.

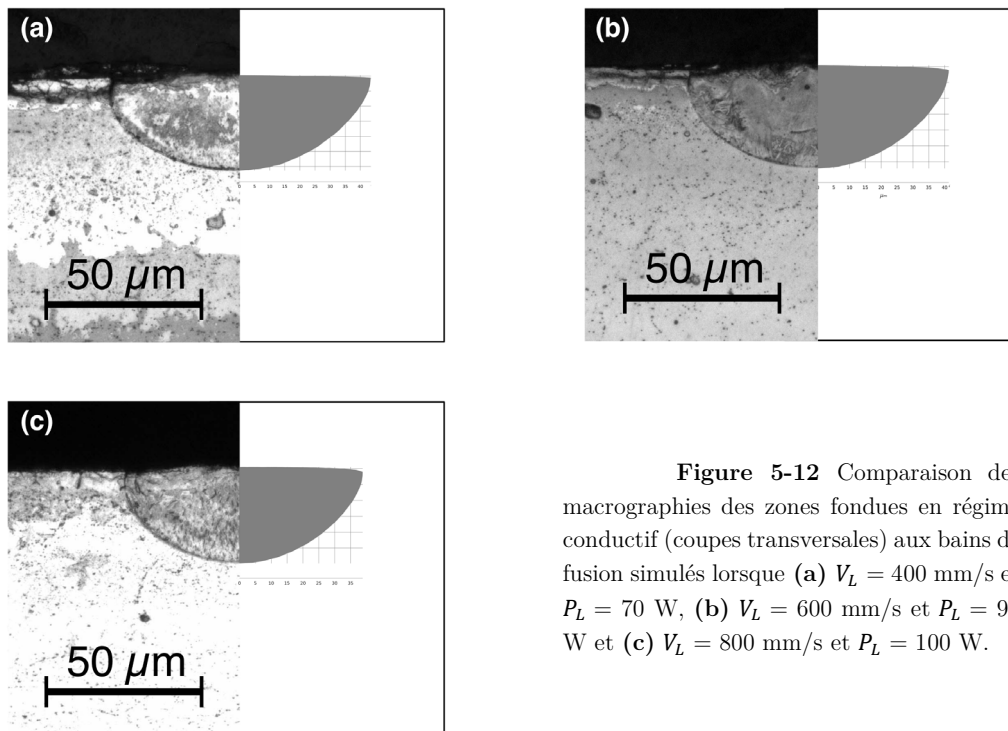


Figure 5-12 Comparaison des macrographies des zones fondues en régime conductif (coupes transversales) aux bains de fusion simulés lorsque (a) $V_L = 400 \text{ mm/s}$ et $P_L = 70 \text{ W}$, (b) $V_L = 600 \text{ mm/s}$ et $P_L = 90 \text{ W}$ et (c) $V_L = 800 \text{ mm/s}$ et $P_L = 100 \text{ W}$.

Tableau 5-6 Dimensions des zones fondues en régime conductif mesurées expérimentalement et calculées par éléments finis.

Observables	$V_L = 400 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ $P_L = 70 \text{ W}$	$V_L = 600 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ $P_L = 90 \text{ W}$	$V_L = 800 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ $P_L = 100 \text{ W}$
Profondeur [μm]			
EXP	32 ± 1	$32 \pm 0,5$	31 ± 1
erreur	3,4%	1,3%	2,8%
NUM	29	30	28
écart relatif	10%	7%	8%
Largeur [μm]			
EXP	83 ± 2	78 ± 1	76 ± 1
erreur	1,3%	0,5%	1,1%
NUM	84	80	75
écart relatif	1%	2%	1%

Sans RT, le modèle est également en régime intermédiaire (puisque la pression de recul y est implémentée), mais la profondeur et la largeur du bain sont sous-estimés de 39% et 24% respectivement. En revanche, en incluant l'algorithme de RT, on annule quasiment l'écart sur la profondeur (passant à +2%), et on ne sous-estime la largeur que de 11%. Pour étendre le propos, il faudrait bien sûr comparer le modèle avec RT dans plus de configurations expérimentales. C'est ce que nous ferons dans le paragraphe 5.3 en reproduisant les résultats expérimentaux de Cunningham et *al.* [1].

Une façon plus pertinente d'évaluer la validité de notre modèle est de comparer les surfaces transversales des zones fondues. En effet, celles-ci sont les images directes de la quantité d'énergie absorbée par le matériau. Grange et *al.* (2020) [11] se servent par exemple de cet observable pour estimer, à l'aide d'une simulation numérique supposant les bords de la ZF comme adiabatiques, comment l'absorbance apparente évolue avec les paramètres laser en SLM. Ici, sur la macrographie présentée sur la Figure 5-13, on mesure une aire de ZF totale de $5275 \mu\text{m}^2$. À l'aide du modèle numérique sans RT, on estime cette aire à $3381 \mu\text{m}^2$, soit une sous-estimation de 36%. Avec le modèle de RT, l'aire de la surface transversale de la zone fondue passe à $5272 \mu\text{m}^2$, ce qui signifie que la quantité d'énergie absorbée par le matériau est correctement modélisée.

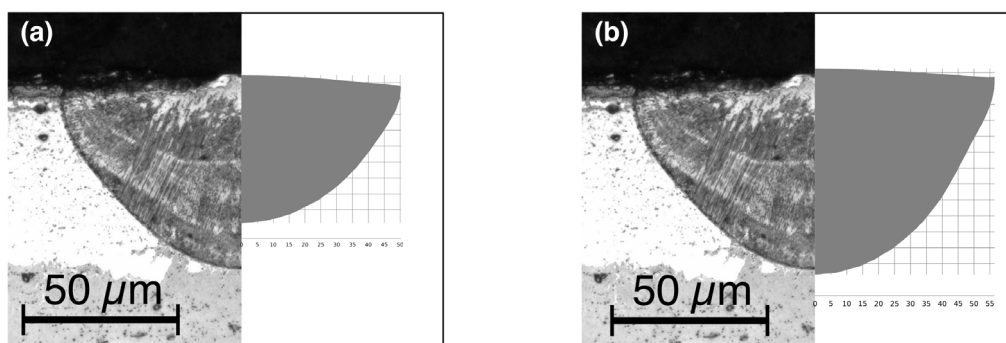


Figure 5-13 Comparaison des macrographies des lignes de fusion en régime de conduction forcée (coupes transversales) aux bains de fusion simulés (a) sans RT et (b) avec RT.

Tableau 5-7 Dimensions des zones fondues en régime de conduction forcée ($V_L = 400$ mm/s et $P_L = 100$ W) mesurées expérimentalement et calculées par éléments finis sans et avec RT.

Observables	Sans RT	Avec RT
Profondeur [μm]		
EXP <i>erreur</i>	-	68 ± 6 <i>3,4%</i>
NUM <i>écart relatif</i>	41 <i>39%</i>	69 <i>2%</i>
Largeur [μm]		
EXP <i>erreur</i>	-	128 ± 5 <i>1,3%</i>
NUM <i>écart relatif</i>	97 <i>24%</i>	113 <i>11%</i>

5.3.2 Rôle des réflexions multiples en SLM

5.3.2.1 Aperçu général

Comme dans le paragraphe 5.2, nous nous appuyons sur les expériences de radiographie X de Cunningham et *al.* [1], menées dans le cadre de l'étude de la formation du mode *keyhole* au cours des procédés de micro-soudage et de SLM. Nous avons simulé seize configurations paramétriques : trois vitesses de lasage ($400 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $700 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$ et $1000 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$), pour lesquelles on balaye une plage de puissance qui mène du mode conductif au mode *keyhole*, en passant par le mode de conduction forcée. Dans chaque cas, le diamètre du faisceau laser vaut $140 \mu\text{m}$ ($1/e^2$) et le temps de montée en puissance $\tau_m = 50 \mu\text{s}$. Avant de discuter du rôle des réflexions multiples sur la formation des lignes de fusion en régime de SLM, nous allons décrire et analyser trois régimes d'interaction laser-matière possibles.

5.3.2.2 Mode de conduction forcée : $V_L = 1000 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $P_L = 200 \text{ W}$

On commence par l'étude du mode de conduction forcée¹¹, qui s'observe lorsque le front avant du capillaire de vapeur n'est pas suffisamment incliné pour initier le phénomène de piégeage de faisceau (*i.e.* supérieur à 45° par rapport à l'axe optique du laser).

La fusion du matériau débute quelques dizaines de microsecondes après le début du tir laser. La température au centre de la zone d'interaction franchit le point d'ébullition de l'alliage, et la pression de recul crée une déflexion au centre de la zone d'interaction [Figure 5-14(a)]. À ce stade, toute la partie centrale du bain de fusion est irradiée par le rayonnement incident. Ensuite, le front avant du capillaire de vapeur s'incline progressivement, le rayonnement incident est majoritairement réfléchi vers l'arrière du cordon [Figure 5-14(b)]. Enfin, le régime stationnaire s'installe au bout d'environ 1 ms [Figure 5-14(c)], en accord avec les observations faites au cours des expériences de thermographie. On constate alors que c'est le front avant du capillaire de vapeur qui est majoritairement éclairé par le laser, même si la queue de la distribution Gaussienne du faisceau irradie à la marge le front arrière.

¹¹ Vidéo 2, disponible à l'adresse : <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.16611061>.

Figure 5-14 (a) Début de la fusion ($t = 140 \mu\text{s}$). (b) Inclinaison progressive du front avant du capillaire de vapeur ($t = 260 \mu\text{s}$). (c) Régime stationnaire ($t = 985 \mu\text{s}$).

Durant toute cette séquence de formation, les écoulements dans le bain de fusion passent rapidement du mètre par seconde (*i.e.* la vitesse de lasage) à près de $8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. L'écoulement principal part du front avant du capillaire et est fortement dirigé vers l'arrière du bain de fusion.

Enfin le régime de conduction forcée est caractérisé par des profondeurs de bain de fusion relativement réduites (ici $25 \mu\text{m}$), et n'est a priori que peu adapté à la fusion laser sélective, sauf lors de phases de refusion destinées à améliorer l'état de surface d'une zone déjà solidifiée.

5.3.2.3 Mode intermédiaire stable : $V_L = 1000 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $P_L = 350 \text{ W}$

Ce mode de fusion est observé lorsque le capillaire de vapeur, bien que proche du seuil de keyhole (*i.e.* inclinaison du front avant proche de 45° par rapport à l'axe optique du laser), conserve une géométrie suffisamment ouverte pour être stable au régime stationnaire. La séquence vidéo associée est disponible en ressources complémentaires¹².

On observe d'abord une phase de « perçage pur » du capillaire de vapeur [Figure 5-15(a)-(b)]. La dynamique de perçage pilotée par la pression de recul, y est plus rapide que la dynamique d'ouverture, elle-même pilotée par l'écoulement du métal liquide vers l'arrière du bain de fusion. De ce fait, le capillaire de vapeur présente une symétrie cylindrique – sur la coupe longitudinale, les fronts avant et arrière ont des inclinaisons sensiblement équivalentes [Figure 5-15(a)-(b)] – très analogue à celle observée en tir statique.

¹² Vidéos 3a et 3b, disponibles à l'adresse : <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.16611061>.

Figure 5-15 (a) Début de la fusion ($t = 75 \mu\text{s}$). (b) Seuil de keyhole. ($t = 175 \mu\text{s}$). (c) Éjection de l'arrière du bain de fusion sous l'action de la pression de recul ($t = 180 \mu\text{s}$). (d) Ouverture et stabilisation progressive du capillaire ($t = 339 \mu\text{s}$). (e) Régime stationnaire ($t = 1099 \mu\text{s}$).

Au cours des premières $100 \mu\text{s}$, le rayonnement incident éclaire principalement le fond du capillaire, et est réfléchi à l'extérieur du bain de fusion [Figure 5-15(a)]. Ensuite, à mesure que le front avant du capillaire s'incline, une partie du rayonnement incident est piégé par le bain de fusion, et éclaire le front arrière du capillaire [Figure 5-15(b)]. Lorsque la profondeur du capillaire atteint une valeur seuil $\sim 65\text{-}70 \mu\text{m}$ (soit environ $D_L/2$), l'inclinaison moyenne du front avant est légèrement inférieur à 45° . Le rayonnement incident qui éclaire principalement le front avant du capillaire est donc réfléchi vers la partie basse du front arrière. Localement, la température s'élève et dépasse le seuil de vaporisation, si bien que la pression de recul s'applique vers l'arrière du bain de fusion et le fait fluctuer. On voit

sur la Figure 5-15(c) que le front arrière du capillaire devient vertical, ce dernier est donc irradié par réflexion avec une incidence quasi-normale. Comme nous le verrons par la suite, ce type d'évènement peut générer des projections de métal liquide de dimensions importantes vers l'arrière du bain, à chaque début de cordon. On cherche bien évidemment à éviter ce type de scénario en SLM car les projections de métal liquide peuvent servir d'amorce de fissuration ou provoquer des manques de fusion en masquant le lit de poudre (cf. paragraphe 1.3.3).

Commence alors une phase relativement instable où des ondes se propagent à la surface du bain de fusion [Figure 5-15(d)], changeant localement l'angle d'incidence du rayonnement laser (comme vu précédemment avec le cas de tir statique). Cependant, la profondeur du capillaire s'est stabilisée autour de 65-70 μm , tandis que le capillaire de vapeur continue de s'ouvrir. Le bain de fusion se stabilise donc naturellement puisque le rayonnement laser est absorbé par le front arrière avec un angle d'incidence qui ne cesse de diminuer [Figure 5-15(e)].

Au régime stationnaire, l'hydrodynamique dans le bain de fusion est alors caractérisé par un écoulement principal central qui suit le front avant du capillaire de vapeur et est fortement dirigé vers l'arrière du bain. La vitesse maximale atteint alors $10 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, soit dix fois la vitesse de lasage.

5.3.2.4 Mode keyhole en régime de pré-humping : $V_L = 400 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, $P_L = 250 \text{ W}$

Ce mode de fusion est observé lorsque le capillaire de vapeur a dépassé le seuil de keyhole (*i.e.* inclinaison du front avant inférieure à 45° par rapport à l'axe optique du laser) tout en préservant un rapport d'aspect modéré, autour de 2. Le terme de « pré-humping » provient de la caractérisation des *keyholes* en soudage laser mené par Fabbro (2010) [18]. La séquence vidéo associée est disponible en ressources complémentaires¹³.

Comme précédemment, les premiers instants de la formation du keyhole sont dominés par la dynamique de perçage [Figure 5-16(a)-(b)]. Cependant, contrairement à ce qui est observé au régime intermédiaire, la croissance du keyhole se fait quasiment à ouverture constante, environ égale au rayon du faisceau laser.

Ensuite, lorsque le seuil de *keyhole* est atteint, la forme du capillaire fluctue [Figure 5-16(c)]. Cependant, contrairement aux cas précédents, le seuil de *keyhole* est franchi. L'inclinaison du front avant du capillaire de vapeur ne cesse de diminuer, les rayons réfléchis sont mieux piégés par la cavité optique et participent davantage au mécanisme de perçage. En conséquence, le capillaire de vapeur se stabilise [Figure 5-16(d)] et atteint sa profondeur stationnaire au bout de 600 μs . Le front arrière du capillaire s'éloigne progressivement du front avant [Figure 5-16(e)], mais seulement à la surface du bain liquide, hors de la zone qui sert de cavité optique, dont l'ouverture reste constante autour de $D_L/2$.

Enfin lorsque le régime stationnaire est établi, l'inclinaison du front avant se stabilise autour de 30° . L'hydrodynamique dans le bain de fusion est caractérisé par un écoulement principal central qui part de la pointe du keyhole et remonte à la surface du bain de fusion en suivant le profil du capillaire de vapeur. Cet écoulement génère une boucle de recirculation dans la partie arrière du bain liquide, avec une zone « stagnante » en son centre et un écoulement en sens contraire dans le fond de la ZF, près de l'interface solide/liquide. La vitesse maximale atteinte est d'environ $7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$, soit plus de 17 fois la vitesse de scan.

¹³ Vidéos 6a et 6b, disponibles à l'adresse : <https://doi.org/10.6084/m9.figshare.16611061>.

Figure 5-16 Séquence de formation d'une ligne de fusion en régime de keyhole. **(a)** Seuil de keyhole ($t = 180 \mu\text{s}$). **(b)** Formation du keyhole ($t = 205 \mu\text{s}$). **(c)** Fluctuations du keyhole ($t = 230 \mu\text{s}$). **(d)** Stabilisation du keyhole ($t = 425 \mu\text{s}$). **(e)** Établissement du régime de pré-humping ($t = 2800 \mu\text{s}$).

5.3.2.5 Discussion autour de la stabilité des régimes de fusion en SLM

Dans les paragraphes précédents, nous avons analysé trois régimes d'interaction laser-matière susceptibles d'être rencontrés en SLM :

- Le mode de conduction forcée, caractérisé par une grande stabilité de la zone fondue mais des profondeurs de pénétration des bains de fusion superficielles.
- Le régime intermédiaire, caractérisé par des profondeurs de pénétration plus importantes, une stabilité de la ZF en régime stationnaire mais une forte instabilité en début d'interaction à cause des réflexions du rayonnement incident sur le front arrière du capillaire de vapeur.
- Le mode *keyhole* (ici en régime de pré-humping), caractérisé par des profondeurs de pénétration relativement importantes et une grande stabilité de la ZF.

Cette liste de régimes n'est évidemment pas exhaustive, mais nous allons estimer leurs implications éventuelles sur le procédé SLM. Pour cela, nous remettons d'abord en perspective ces résultats, en comparant sur la Figure 5-17 les profondeurs des capillaires mesurés au régime stationnaire par Cunningham et *al.* [1] à celles que nous avons simulés.

On constate tout d'abord que notre modèle parvient à prédire assez précisément la profondeur des capillaires de vapeur en fonction des paramètres procédés. Les résultats expérimentaux sont encadrés par un intervalle de $\pm 10\%$ (lignes en pointillées) et dans la plupart des cas, nos prédictions numériques se situent à l'intérieur de ces bornes, ou à proximité immédiate.

On remarque ensuite que la profondeur du capillaire suit une loi linéaire par morceaux en fonction de la puissance incidente. Ce résultat est en fait relativement bien connu dans la littérature sur les procédés de soudage et de fusion laser sélective. Nous l'avons vu précédemment avec le modèle de Fabbro (2019) [19] (cf. paragraphe 1.3.4), mais d'autres modèles comme ceux de King et *al.* (2014) [20] Rubenick et *al.* (2018) [21] ou Patel et Vlasea (2020) [22], parviennent à décrire ces évolutions. Les cas de figure présentés dans les paragraphes précédents confirment qu'avant ce seuil de puissance, on se situe en régime de conduction forcée tandis qu'après ce seuil, débute le mode *keyhole*.

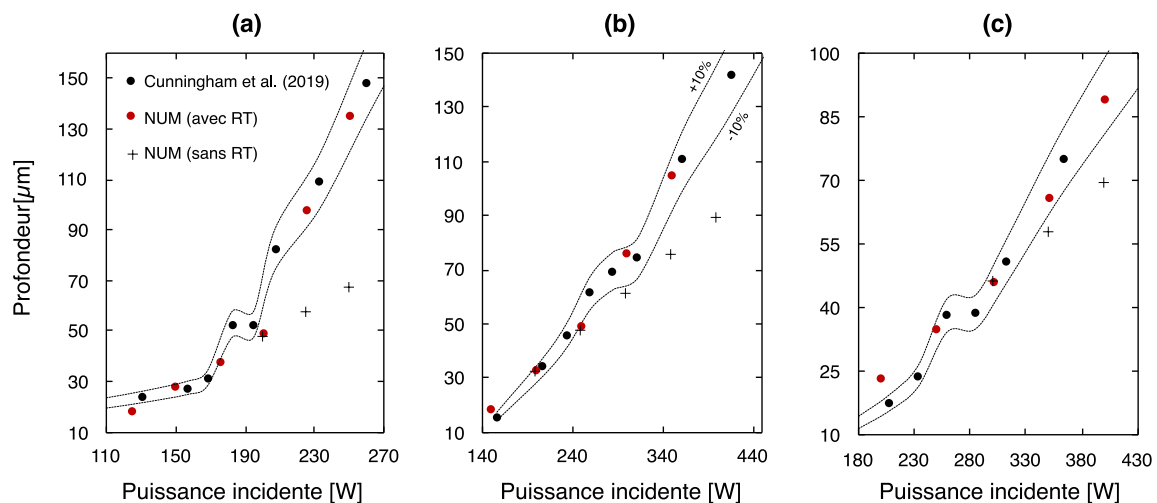


Figure 5-17 Comparaison des profondeurs de keyhole mesurées par Cunningham et al. [1] et simulées avec et sans RT, lorsque (a) $V_L = 400$ mm/s (b) $V_L = 700$ mm/s et (c) $V_L = 1000$ mm/s.

On remarque d'ailleurs que le point de divergence entre les estimations faites avec et sans RT (qui situe approximativement le seuil de *keyhole*) est observé autour de 65-70 μm quelle que soit la vitesse de balayage, soit environ $D_0/2$. Or c'est précisément à partir de ce seuil que nous avons observé précédemment des instabilités hydrodynamiques liées aux réflexions multiples. Habituellement, on admet que le seuil de *keyhole* s'observe lorsque la profondeur du capillaire vaut le diamètre du faisceau. En fait cette règle est valide lorsque le faisceau a une distribution top-hat, en revanche avec un faisceau Gaussien, on montre que le seuil se situe plutôt autour de $D_0/2$.

Ce résultat est important puisqu'il montre que le régime de *keyhole* peut être rencontré en SLM avec des profondeurs de fusion relativement faibles, soit quasiment dans tous les cas de figure – comme le confirment les expériences de Cunningham et *al.* [1].

Une manière de généraliser ces résultats est de reprendre le modèle de Fabbro [19], et dire que la profondeur de capillaire de vapeur est proportionnelle à la puissance absorbée. Puisque notre modèle calcule de façon auto-consistante l'absorbance apparente du capillaire en fonction de sa géométrie, on retrace donc sur la Figure 5-18 les profondeurs de capillaire en fonction de la puissance absorbée.

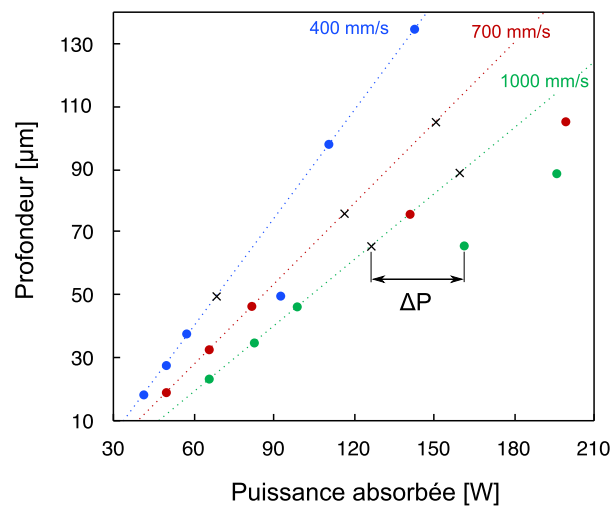


Figure 5-18 Profondeur de capillaire en fonction de la puissance absorbée.

Prenons le premier cas $V_L = 400 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Les trois premiers points et les deux derniers forment bien une relation linéaire. Il s'agit des points associés au mode de conduction forcée et au mode *keyhole* respectivement. En revanche, le point se trouvant en régime intermédiaire se situe à droite de la relation linéaire, indiquant que la puissance absorbée dans ce cas-là est supérieure à celle qui détermine *effectivement* la profondeur du capillaire.

Prenons ensuite le deuxième cas $V_L = 700 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$. Cette fois-ci, seuls les trois premiers points, associés au mode de conduction forcée, forment une droite. Les autres se situent à droite de la relation linéaire. Pour le troisième cas $V_L = 1000 \text{ mm} \cdot \text{s}^{-1}$, la situation est analogue.

Par ces constats, nous faisons une distinction entre la puissance absorbée et la *puissance effective*. La droite que forment les points en régime de conduction forcée et en régime de *keyhole* est la *droite d'absorption effective*. Ainsi, en calculant la différence de puissance ΔP entre un point et sa position théorique sur la droite, on peut calculer l'*absorbance effective* A_{eff} , qui quantifie la proportion de la puissance incidente qui est utile au procédé, c'est-à-dire celle qui conditionne la profondeur de pénétration du capillaire.

Tableau 5-8 Bilan des absorbances apparentes calculées par simulation numérique et des absorbances effectives déduites de la Figure 5-18. Code couleur : gris lorsque $A = A_{eff} = A_0$, vert lorsque $A = A_{eff} > A_0$ et orange lorsque $A > A_{eff} \geq A_0$.

Vitesse [$\text{mm} \cdot \text{s}^{-1}$] \rightarrow	400	700	1000
Puissance [W] \downarrow	$A - A_{eff}$	$A - A_{eff}$	$A - A_{eff}$
400			0,49 – 0,40
350		0,51 – 0,42	0,46 – 0,36
300		0,47 – 0,38	0,33 – 0,33
250	0,57 – 0,57	0,33 – 0,33	0,33 – 0,33
225	0,49 – 0,49		
200	0,46 – 0,34	0,33 – 0,33	0,33 – 0,33
175	0,33 – 0,33		
150	0,33 – 0,33	0,33 – 0,33	
125	0,33 – 0,33		

Cette notion d'absorbance effective permet aussi de relativiser ou de préciser celle « d'efficacité de couplage » (*coupling efficiency* [23,24]) que l'on rencontre dans la littérature des lasers de puissance. Jusque-là, on ne raisonnait qu'en absorbance apparente, en considérant que plus cette dernière augmente, plus le procédé est « efficace ». Or, si cette notion est adaptée en soudage forte épaisseur, c'est-à-dire en mode *keyhole*, elle n'est plus pertinente en SLM, précisément parce que toute l'énergie absorbée n'est pas toujours utile au procédé.

On calcule donc l'absorbance effective pour les seize cas, et on reporte les résultats dans le Tableau 5-8. Cette cartographie nous permet de discriminer et de redéfinir les régimes d'interaction laser-matière que nous avons identifiés au paragraphe 5.2 et au début de ce paragraphe :

- (1) Les modes de conduction et de conduction forcée sont observés lorsque $A = A_{eff} = A_0$. Le deuxième diffère du premier par le rôle que joue la pression de recul dans l'hydrodynamique du bain de fusion.
- (2) Ensuite le régime intermédiaire est observé lorsque $A > A_{eff} \geq A_0$. La différence de puissance absorbée $(A - A_{eff})P_L$ ne participe pas effectivement à approfondir le capillaire de vapeur, elle est en quelque sorte perdue en chauffant l'arrière du bain de fusion. En fait plus qu'une perte, cette différence de puissance est même néfaste pour le procédé, car en chauffant l'arrière du capillaire de vapeur, elle provoque des oscillations de la ZF qui peuvent générer des défauts tels que des projections de bain liquide, des variations de la profondeur de la zone fondue [25] voire des porosités débouchantes (*blow holes* [6]).

Nous illustrons par exemple sur la Figure 5-19, la formation de projections de bain liquide au début d'un cordon SLM. On distingue dès les premiers instants de formation du cordon, qu'un volume de métal liquide est projeté vers l'arrière du bain [Figure 5-19(a)-(c)]. Cette projection s'explique par le mécanisme analysé au paragraphe 5.3.2.3, où le front arrière du capillaire est irradié par réflexion du rayonnement incident sur le front avant, et de ce fait repoussé par la pression de recul. Cette goutte de liquide a une dimension caractéristique relativement importante, de l'ordre de 75 μm , ce qui est comparable à l'épaisseur d'un lit de poudre. Ce volume se sphéroïdise sous l'action de la tension de

surface [Figure 5-19(d)], mais son énergie cinétique n'est pas assez importante pour se détacher complètement du bain de fusion. Les fluctuations de la ZF provoquées par cet évènement génèrent une première projection au niveau du front avant du bain de fusion [Figure 5-19(e)], puis une deuxième lorsque le volume de liquide initialement projeté vers l'arrière finit de réintégrer le bain de fusion [Figure 5-19(f)]. Cet exemple est donc particulièrement intéressant parce qu'il montre que même si la projection arrière ne se détache pas complètement du bain liquide, les oscillations générées par son mouvement peuvent provoquer d'autres projections au niveau du front avant. Notez que la longueur réduite de la ZF en début de cordon favorise ce type de phénomène « d'action-réaction ».

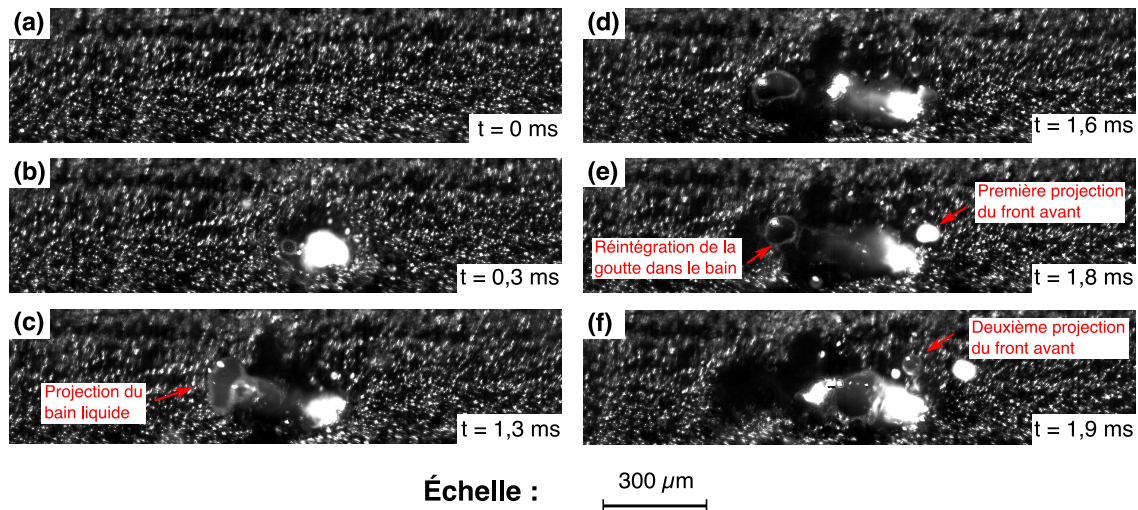


Figure 5-19 Formation de projections en début de cordon (16000 img/s). Paramètres laser : $V_L = 300$ mm/s, $P_L = 500$ W, $D_L = 150$ μm (top-hat). (a) Lit de poudre avant impact laser. (b) Impact laser. (c) Formation d'une projection de liquide au niveau de front arrière du bain de fusion. La goutte formée a un diamètre de l'ordre de 75 μm . (d) La goutte projetée en arrière reste solidaire au bain de fusion principal. (e) Tandis que la projection arrière réintègre le bain de fusion par capillarité, une première projection liquide plus petite se forme au niveau du front avant. (f) La projection arrière a complètement réintégré le bain de fusion, mais son retour a généré une deuxième projection de liquide au niveau de front avant. Images issues de la thèse de Traore (2021) [26].

- (3) Le mode *keyhole* est observé lorsque $A = A_{eff} > A_0$. Ici nous avons simulé le mode *keyhole* en régime de pré-humping qui est décrit en soudage laser comme très stable, sans aucune formation de *spatters* [18]. Il existe bien évidemment des régimes de *keyhole* instables, comme le régime de humping que nous avons présenté au Chapitre 1.

De manière plus générale, il revient souvent dans la littérature ou dans la communauté du procédé SLM, l'idée que le *keyhole* est forcément associé à la formation de porosités. Cette idée reçue provient très certainement d'une mauvaise définition ou d'une mauvaise compréhension du mode *keyhole*. En redéfinissant les modes d'ILM tel que nous l'avons fait dans ce paragraphe, et en étudiant le contre-exemple du régime de pré-humping, on montre que le régime de *keyhole* n'est non seulement pas systématiquement néfaste au procédé SLM, mais qu'il peut aussi constituer un mode de fusion relativement adapté. Le régime de pré-humping, particulièrement, présente les avantages suivants :

- Pénétration du capillaire relativement importante (avantage du mode *keyhole*) qui assure une cohésion entre les couches de fabrication.

- Capillaire de vapeur stable sans risque de formation de porosités par fermeture de *keyhole*.
- Bain de fusion stable sans aucune projection de métal liquide en régime stationnaire.

Cependant, des phases instables peuvent tout de même apparaître en régime transitoire. De plus, puisqu'il y a vaporisation, il subsiste les éjections de poudre et d'agglomérats solides, issus des recirculations latérales (cf. paragraphe 1.3.3.4).

Pour lever ces difficultés, plusieurs options sont envisagées. Par exemple, Sow et *al.* (2020) [27] montrent qu'en utilisant un faisceau top-hat avec un diamètre plus large ($\sim 500 \mu\text{m}$), on limite la formation de projections (en diminuant l'intensité du processus de vaporisation), tout en augmentant la productivité des cordons (en réduisant le nombre de cordons nécessaire) et en produisant des pièces denses. Ils suggèrent donc d'utiliser un faisceau « classique » (Gaussien, de diamètre $\sim 100 \mu\text{m}$) pour former les contours et un faisceau top-hat pour les zones de remplissage.

De manière complémentaire, Traore et *al.* (2021) [28] montrent que la nature de l'atmosphère de travail exerce une influence notable sur le processus de projections. Ils montrent par exemple qu'en utilisant de l'hélium à la place de l'argon (toutes choses égales par ailleurs), les zones de dénudation sont plus larges, mais le nombre d'éjectas est plus faible malgré une plus grande quantité de matière entraînée. L'une des hypothèses formulées pour expliquer ce résultat est que les grains sont davantage intégrés dans le bain de fusion sous hélium, du fait de leur plus grande énergie cinétique au moment de l'entraînement. Dans le dernier paragraphe, nous validons et utilisons notre modèle de vaporisation afin d'analyser ce phénomène.

5.4 Effet de l'atmosphère de travail sur le phénomène de dénudation

5.4.1 Validation du modèle de vaporisation

5.4.1.1 Méthode et dispositifs expérimentaux

a. Méthode expérimentale

Lorsque l'irradiance incidente est suffisante ($\geq 1 \text{ MW/cm}^2$), un jet de vapeur se forme dans les dizaines de microsecondes qui suivent une impulsion laser. Sa température est supérieure, de quelques centaines de degrés, au point d'ébullition de l'alliage irradié, soit typiquement $> 3000 \text{ K}$ [29]. En conséquence, le jet de vapeur émet dans le visible et on peut donc l'observer par caméra rapide en vision passive, c'est-à-dire sans éclairage.

Cette méthode a été employée par Matsunawa et *al.* (1998) [30] pour observer la détente de jets de vapeur d'aluminium (Figure 5-20). Ils montrent que le comportement de la plume est directement corrélé à la dynamique de formation du capillaire de vapeur. En régime de conduction forcée, lorsque la zone fondue est stable, le jet de vapeur est émis continûment et il croît de manière linéaire. En revanche lorsque le *keyhole* se forme et que le bain de fusion devient très instable, alors le jet de vapeur est émis et s'éteint périodiquement.

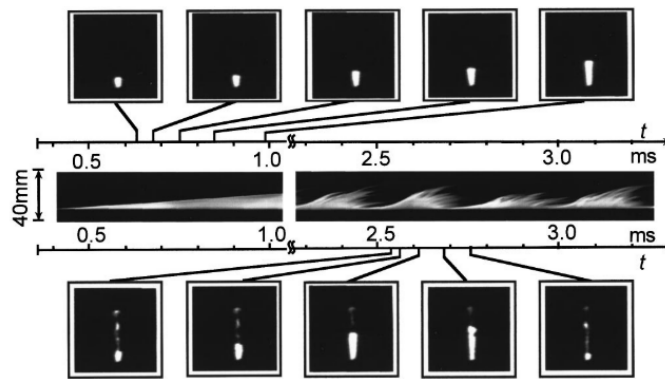


Figure 5-20 Détente d'une plume de vapeur d'aluminium lors d'une impulsion laser, en régime de conduction forcée stable (vignettes supérieures) et en régime de keyhole (vignettes inférieures). Extrait de Matsunawa et al. [30].

b. Dispositif expérimental

La Figure 5-21 schématise le dispositif expérimental mis en place pour réaliser cet essai. Il est composé d'une caméra rapide FASTCAM Mini UX 100, et de lentilles de grandissement placées en vision transversale, ajustées au niveau de la surface supérieure de l'échantillon irradié. On utilise le laser TRUMPF TruDisk 10002 (source Yb:YAG, $\lambda = 1,03 \mu\text{m}$) de distribution top-hat. Tout l'enjeu du dispositif expérimental est de régler le grandissement et la fréquence d'acquisition de la caméra de façon à obtenir suffisamment d'images de la plume au cours de sa croissance, afin d'en estimer une vitesse moyenne.

Par exemple, la plume de vapeur montrée sur la Figure 5-21(a) a été filmée à une fréquence de 5000 img/s. Elle apparaît sur une fenêtre de 1280 x 1200 px, qui correspond à un champ d'observation de 3 x 2,81 mm². À 5000 img/s, si on admet une vitesse de croissance de la vapeur de l'ordre de 100 m/s, alors on en obtient une première image lorsque son front est déjà hors du cadre. Avec ce grandissement, pour obtenir 10 positions intermédiaires de la plume, il faudrait soit une fréquence d'acquisition d'environ 350000 img/s, soit un champ d'observation de 200 mm de haut.

La seconde option est exclue, ne serait-ce que pour des raisons numériques. Elle l'est également parce qu'à partir d'une certaine hauteur, la vapeur se « dilue » dans l'atmosphère ambiante et son front devient difficilement repérable. Finalement, nous avons choisi un compromis entre hauteur de champ et fréquence d'acquisition, en considérant également le fait que la taille numérique de l'image décroît lorsque la fréquence d'obturation augmente. Après une campagne d'essais-erreurs aidée par la simulation numérique (qui estime la vitesse de croissance *a priori*), on parvient finalement au compromis présenté dans le Tableau 5-9.

Le champ d'observation et la fréquence d'obturation sont fixés à 3 mm et 256000 img/s respectivement. Cette fréquence impose une résolution de 1280 x 16 px, soit une fine bande verticale qui doit être placée au niveau de l'axe de la plume de vapeur. Pour faciliter cette opération, nous avons choisi un diamètre de faisceau relativement large de 580 μm , de façon à obtenir une plume de vapeur beaucoup plus large que la bande d'observation.

Enfin, on calcule la vitesse de croissance moyenne de la plume sur la base de 10 tirs par puissance. Cette vitesse correspond simplement à l'écart de hauteur Δz de son front entre la première et la dernière prise, divisé par l'incrément de temps Δt entre ces deux prises [Figure 5-21(b)]. Aussi, l'erreur de mesure est estimée à l'aide de l'erreur type avec un intervalle de confiance de 90%.

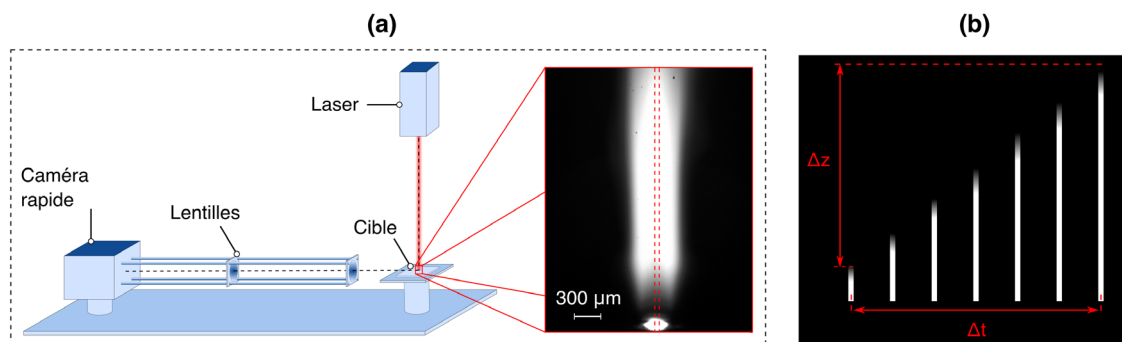


Figure 5-21 (a) Schéma du dispositif expérimental. (b) Calcul de la vitesse de croissance moyenne de la plume.

Tableau 5-9 Réglages de la caméra et paramètres procédé.

Paramètre [unité]	Valeur
Fréquence d'acquisition [img/s]	256000
Pixels	1280 x 16
Puissance [W]	1500, 2000, 2500, 3000
Diamètre du faisceau [μm]	580
Durée d'impulsion [ms]	3,0
Temps de montée [μs]	150
Atmosphère de travail [-]	Air

5.4.1.2 Configuration numérique

Le domaine de calcul, les conditions limites associées ainsi que les réglages du solver sont identiques à ceux présentés au paragraphe 2.3.4. On réutilise également les propriétés de l'IN718 présentées dans le Tableau 2-1. Les propriétés de la vapeur métallique sont données en Annexe 2.

5.4.1.3 Résultats

La Figure 5-22, obtenue lorsque $P_L = 1500$ W, illustre la croissance d'un jet de vapeur. Les résultats expérimentaux libellés « EXP » (colonnes de gauche), sont comparés aux résultats numériques libellés « NUM » (colonnes de droite).

Expérimentalement, dans cette configuration, la plume de vapeur croît verticalement de manière monotone, à une vitesse moyenne d'environ 40 m/s – *i.e.* le front de la plume de vapeur parcourt 3 mm de haut en 19 images = 74 μs compte-tenu de la fréquence d'acquisition. On retrouve la tendance linéaire reportée par Matsunawa et *al.* [30]. Notre modèle numérique parvient à reproduire cette tendance linéaire assez fidèlement.

La Figure 5-23, donne ensuite une vision plus générale des écoulements simulés à l'intérieur et à la périphérie du jet de vapeur.

Globalement, la plume présente une forme en « champignon », caractéristique de l'instabilité de Rayleigh-Taylor [31]. Cette forme en champignon s'explique directement par la structure de l'écoulement décrite par les lignes de courant. En effet, la vapeur métallique est éjectée verticalement à haute vitesse, ici à 400 $\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$, dans une atmosphère de travail initialement au repos. Il se forme à

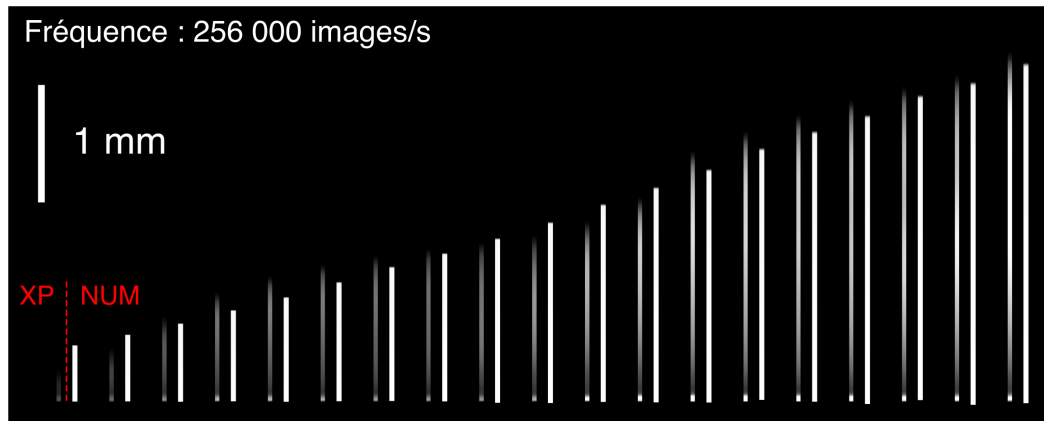


Figure 5-22 Séquence de croissance de la plume de vapeur générée au cours d'une impulsion laser ($P_L = 1500$ W). $\Delta t = 3,9 \mu\text{s}$ entre deux images.

l'interface entre le jet de vapeur et le gaz ambiant une couche de cisaillement, à travers laquelle le gaz ambiant est entraîné verticalement. Par principe de Bernoulli, puisque le gaz ambiant est accéléré, la pression locale chute et l'atmosphère environnante est par conséquent « aspirée » vers la plume. En SLM, c'est ce phénomène physique qui est à l'origine de la dénudation des lits de poudre, puisque les grains qui entourent le bain de fusion sont aspirés vers la plume en même temps que le gaz environnant.

Simultanément, l'atmosphère de travail résiste par inertie à la progression verticale du jet. La pression au niveau du front de la plume de vapeur augmente donc, d'un incrément équivalent à la pression dynamique du jet de vapeur. Le gaz localisé dans la couche de cisaillement – qui, par définition progresse moins vite que le centre de la plume – est en conséquence entraîné en rotation par l'écoulement central du jet, formant une boucle de recirculation qui coïncide avec le « chapeau » de la plume. Les images de plume de vapeur produite par ombroscopie par Bidare et *al.* (2018) [32] lors d'expérience de lignes de fusion en régime de SLM confirment que le jet de vapeur est bien soumis à cette instabilité, et que le champignon se forme dès les premiers instants de la vaporisation.

À ce stade, il est également important de noter qu'il existe une différence fondamentale entre la vitesse d'éjection de la vapeur métallique et la vitesse de croissance du jet de vapeur. Sur la Figure 5-23, on note que la vitesse d'éjection de la vapeur métallique vaut environ $400 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ lorsque $P_L = 2500 \text{ W}$. Pour ce même cas, la vitesse de croissance moyenne de la plume de vapeur est d'environ $80 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ (Tableau 5-10). En fait, la vitesse d'éjection de la vapeur métallique est l'image de l'intensité du processus de vaporisation, à travers le flux d'ablation \dot{m} . En revanche, la vitesse moyenne de croissance de la plume résulte de l'équilibre entre la pression dynamique de la vapeur éjectée et l'inertie de l'atmosphère de travail environnante. La vapeur métallique est en quelque sorte freinée par le gaz ambiant initialement au repos, ce qui explique que la vitesse de croissance de la plume soit systématiquement inférieure à la vitesse d'éjection de la vapeur métallique. Ce constat explique également pourquoi sur les images rapides du procédé SLM produites par Bidare et *al.* [32], on observe que les grains de poudre éjectés se déplacent plus vite que le front de la plume de vapeur. En effet, tandis que la vapeur métallique est freinée par le gaz ambiant, les particules de poudre sont accélérées par la plume de vapeur à plusieurs centaines de mètres par seconde.

Enfin, les vitesses moyennes de croissance des plumes de vapeur pour chaque puissance étudiée sont reportées sur le Tableau 5-10 et comparées aux estimations numériques. Pour $P_L = 1500 \text{ W}$ et

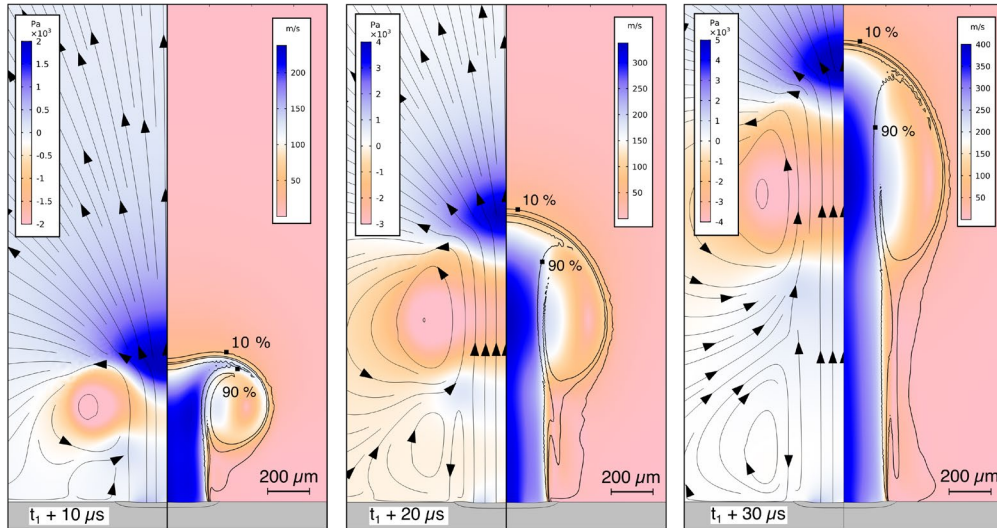


Figure 5-23 Champ de pression, champs de vitesse et concentration massique de vapeur métallique dans la plume de vapeur ($P_L = 2500$ W).

$P_L = 2000$ W, on constate que l'estimation des vitesses moyennes n'est que peu impactée par la fluctuation des plumes puisque l'erreur n'est que de 4%, ce qui équivaut à une dispersion des mesures de 6%. En revanche, pour $P_L = 2500$ W et $P_L = 3000$ W, l'erreur sur la moyenne monte à 11% – ce qui équivaut à une dispersion des mesures de 19% –, car le nombre réduit d'images par séquence rend le calcul de la moyenne plus sensible aux fluctuations de la plume. Enfin, notre modèle parvient à estimer fidèlement la dynamique de détente des flux de vapeur, avec néanmoins une surestimation systématique de la vitesse moyenne de croissance de l'ordre de 6% à 11%.

Tableau 5-10 Vitesses de croissance moyennes des plumes de vapeur mesurées expérimentalement et calculées par éléments finis.

Vitesse [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	$P_L = 1500$ W	$P_L = 2000$ W	$P_L = 2500$ W	$P_L = 3000$ W
EXP	37 ± 2	59 ± 4	77 ± 14	97 ± 14
erreur	4%	4%	11%	11%
NUM	40	65	84	107
écart relatif	6%	11%	9%	10%

5.4.2 Étude du potentiel de dénudation des atmosphères de travail

5.4.2.1 Construction d'un modèle analytique d'entraînement des grains de poudre

Nous disposons donc d'un modèle multiphysique capable de calculer la vitesse d'éjection d'une plume de vapeur au cours d'une impulsion laser, en fonction des paramètres du procédé. Pour réaliser notre objectif d'étudier le potentiel de dénudation des gaz, nous devons relier ce modèle au phénomène d'entraînement des grains de poudre. En s'inspirant de la théorie relative à l'érosion des milieux granulaires [33], on propose le modèle d'entraînement de grains de poudre schématisé sur la Figure 5-24.

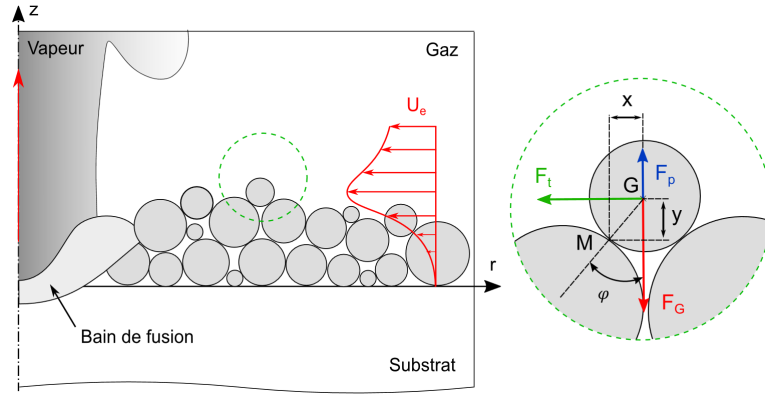


Figure 5-24 Schéma du modèle d'entraînement des grains.

Le lit de poudre est modélisé comme un empilement de sphères dures, soumis au champ de pesanteur et cisailé par un champ de vitesse U_e radial, induit par la vaporisation. Isolons un grain à la surface de cet empilement. Celui-ci a une masse volumique ρ_p , un diamètre D_p et un maître-couple (*i.e.* surface transversale) \mathcal{A}_p . Ce grain est donc soumis à :

- $F_G = \frac{4}{3}\rho_p g \pi \left(\frac{D_p}{2}\right)^3$: son poids.
- $F_t = \frac{1}{2}\rho_p C_x \mathcal{A}_p U_e^3$: une force de traînée, avec C_x le coefficient de traînée.
- $F_p = \frac{1}{2}\rho_p C_L \mathcal{A}_p U_L^3$: une force de portance, avec U_L la vitesse caractéristique de portance et C_L le coefficient de portance.

Pour simplifier, on suppose que ces forces s'exercent au centre de gravité G de la particule. Notez que la force de portance est arbitrairement ascendante, mais elle pourrait également être descendante du fait de la dissymétrie de l'écoulement autour de la particule.

La particule est également soumise aux forces de réaction de ses voisins, mais aussi à des forces de frottement et de cohésion (*i.e.* de type van der Waals ou à cause de l'humidité ambiante). Nous rediscuterons de l'impact des forces de cohésion sur le phénomène de dénudation. Mais dans un premier temps, pour simplifier l'exercice au maximum, supposons que la seule force « stabilisatrice » du grain est son poids, et que la seule force « déstabilisatrice » est la force de traînée. Supposons également que la particule est entraînée en mode *rolling* [33], c'est-à-dire qu'elle roule autour du point de contact M avec son voisin situé en aval de l'écoulement. Dans ce cas, au seuil d'entraînement du grain, on peut écrire simplement :

$$F_t \cdot y - F_G \cdot x = 0 \quad (5.3)$$

Si on réécrit l'équation (5.3) en termes de ratio entre les forces stabilisatrices et déstabilisatrices, alors en notant θ_t ce ratio, on obtient :

$$\theta_t = \frac{F_t}{F_G} = \tan(\varphi) \quad (5.4)$$

avec φ l'angle de contact entre les deux particules, par rapport à l'axe vertical.

La grandeur θ_t représente le nombre de Shield, qui détermine la condition d'entraînement d'un milieu granulaire dans un écoulement. Lorsque $\varphi \rightarrow \pi/2$, la dénudation est plus difficile et une force de traînée plus importante est nécessaire pour entraîner un grain. À l'inverse, lorsque $\varphi \rightarrow 0$, une faible vitesse radiale est suffisante pour entraîner un grain et dénuder le lit de poudre. Cependant, $\tan(\varphi)$ est une grandeur locale qui n'est pas pertinente pour étudier le potentiel de dénudation des atmosphères de travail. Pour ce faire, on doit expliciter le ratio F_t/F_G .

Avant cela, on reporte dans le Tableau 5-11 les masses volumiques et viscosités de quelques gaz de soudage usuels (des candidats potentiels pour inerte une machine de SLM), plus celles du Krypton, ajouté ici pour ses propriétés relativement élevées. Le rapport entre les viscosités des gaz n'excède pas 2,5 (ou 2,8 avec le Krypton) tandis que le rapport entre les masses volumiques peut atteindre 10 (Ar/He) voire 42 (Kr/H₂). On suggère donc que le changement de gaz dans une enceinte de SLM aura un impact sur le procédé, en première approximation du fait du changement de masse volumique. Donc dans la suite de cette étude, on classera le potentiel de dénudation des gaz en fonction de leur masse volumique.

Tableau 5-11 Masse volumique et viscosité de quelques gaz usuels à 298 K.

Gaz	Masse volumique [kg · m ⁻³]	Viscosité [Pa · s]	Réf.
Dihydrogène (H ₂)	8,23 · 10 ⁻²	8,91 · 10 ⁻⁶	[34]
Hélium (He)	1,63 · 10 ⁻¹	1,98 · 10 ⁻⁵	[34]
Diazote (N ₂)	1,15	1,78 · 10 ⁻⁵	[34]
Argon (Ar)	1,63	2,26 · 10 ⁻⁵	[34]
Dioxyde de carbone (CO ₂)	1,81	1,49 · 10 ⁻⁵	[34]
Krypton (Kr)	3,43	2,51 · 10 ⁻⁵	[34]

Cette précision faite, on explicite l'équation (5.4). Le coefficient de traînée d'une sphère isolée dans un écoulement de Reynolds Re_p compris entre 0,3 et 1000 (ce que l'on attend ici) s'écrit [35]:

$$C_x = \frac{18,5}{Re_p^{0,6}} \quad \text{avec} \quad Re_p = \frac{\rho_g D_p U_e}{\mu_g} \quad (5.5)$$

Ensuite, en fusionnant les équations (5.4) et (5.5), le nombre de Shield devient :

$$\theta_t = \frac{F_t}{F_G} = \left(\frac{6\pi}{8} \frac{18,5}{g \rho_s D_p^{1,6}} \right) \mu_g^{0,6} \rho_g^{0,4} U_e^{1,4} \quad (5.6)$$

L'équation (5.6) indique qu'à écoulement donné (μ_g , ρ_g et U_e fixés), le nombre de Shield diminue lorsque la masse volumique ou le diamètre du grain augmentent. Autrement dit, lorsque le grain est plus lourd, une force de traînée plus importante est nécessaire pour l'entraîner, ce qui paraît logique.

En fait, ce résultat n'est juste que dans la limite des hypothèses formulées ici. En effet, en partant d'une approche similaire à la nôtre, Khmyrov, Ableeva et Gusarov (2020) [36] ont montré qu'en intégrant une force d'adhésion dans le bilan, l'assertion précédente n'était vraie qu'à partir d'un seuil critique de D_p . En dessous de ce seuil, l'adhésion dépasse le poids en tant que force stabilisatrice, et ce d'autant plus que les grains sont petits. Au-dessus de ce seuil, on retombe dans la configuration

présente. Cependant dans leur étude, ce phénomène n'est observé que pour des lits de poudre de granulométrie inférieure à 20 μm , donc inférieure à celles rencontrées typiquement en SLM (à cause des problèmes d'étalement évoqués au Chapitre 1). Donc cette étude montre un des intérêts que l'on aurait à utiliser des poudres fines – des poudres fines étalées au rouleau ($D_{50} = 10 \mu\text{m}$) se dénuderaient moins que les poudres habituelles – mais ici, on reste dans une configuration plus classique et on suppose qu'on se situe au-dessus du seuil d'adhésion.

Ensuite, à granulométrie fixée, θ_t augmente d'abord avec la vitesse d'entraînement, puis avec la masse volumique du fluide et enfin avec sa viscosité. Encore une fois, ce résultat est logique. A masse volumique donnée, la vitesse d'entraînement augmente avec l'intensité du processus de vaporisation (fixé par une paramétrie laser). Seulement, la vitesse d'entraînement augmente aussi lorsque la masse volumique du gaz diminue (puisque son inertie est plus faible). Toute la question est donc de savoir si, à paramètres laser donnés, le déficit d'entraînement provoqué par la baisse de masse volumique est compensé par l'augmentation de la vitesse d'entraînement que cela engendre par ailleurs. Dit autrement, nous devons trouver une loi qui relie la vitesse de vaporisation, à la vitesse d'entraînement et à la masse volumique de l'atmosphère de travail.

5.4.2.2 Élaboration d'une loi d'échelle sur la dénudation

On commence par définir les paramètres du problème, en simplifiant le modèle de vaporisation présenté au Chapitre 2. On ne résout plus l'hydrodynamique du bain de fusion ; seul le problème thermo-hydrodynamique dans le domaine gazeux est résolu (Figure 5-25).

La vapeur métallique de masse volumique ρ_v est éjectée verticalement à vitesse u_D à partir d'une frontière de diamètre caractéristique D_L , à température homogène (fixé à T_v), dans une atmosphère initialement au repos, de masse volumique ρ_g , de viscosité μ_g et à pression p_0 . L'entraînement radial induit a une vitesse caractéristique U_e , qui diminue avec la hauteur e_p par rapport au substrat.

Nous avons listé $n = 8$ paramètres. Ceux-ci ne dépendent que de $k = 3$ dimensions fondamentales (longueur L, masse M, temps T). En conséquence, d'après le théorème de Vaschy π -Buckingham [37], le problème est régi par $n - k = 5$ paramètres indépendants adimensionnés π_i , qui satisfont une relation du type :

$$f(\pi_1, \pi_2, \pi_3, \pi_4, \pi_5) = 0 \quad \text{ou} \quad \pi_1 = f(\pi_2, \pi_3, \pi_4, \pi_5) \quad (5.7)$$

Puisque les cinq nombres sont adimensionnés et indépendant, on peut écrire le système suivant :

$$\left\{ \begin{array}{l} \pi_1 = [e_p]^{\alpha_1} [u_D]^{\beta_1} [\rho_v]^{\gamma_1} [U_e] = M^0 L^0 T^0 \\ \pi_2 = [e_p]^{\alpha_2} [u_D]^{\beta_2} [\rho_v]^{\gamma_2} [\rho_g] = M^0 L^0 T^0 \\ \pi_3 = [e_p]^{\alpha_3} [u_D]^{\beta_3} [\rho_v]^{\gamma_3} [p_0] = M^0 L^0 T^0 \\ \pi_4 = [e_p]^{\alpha_4} [u_D]^{\beta_4} [\rho_v]^{\gamma_4} [D_L] = M^0 L^0 T^0 \\ \pi_5 = [e_p]^{\alpha_5} [u_D]^{\beta_5} [\rho_v]^{\gamma_5} [\mu_g] = M^0 L^0 T^0 \end{array} \right. \Leftrightarrow \left\{ \begin{array}{l} \pi_1 = U_e / u_D \\ \pi_2 = \rho_g / \rho_v \\ \pi_3 = p_0 / \rho_i u_D^2 \\ \pi_4 = D_L / e_p \\ \pi_5 = \mu_g / u_D \rho_v e_p \end{array} \right. \quad (5.8)$$

où $[x_i]$ désigne la dimension du paramètre x_i , et α_i , β_i et γ_i sont des inconnus. Donc, d'après le

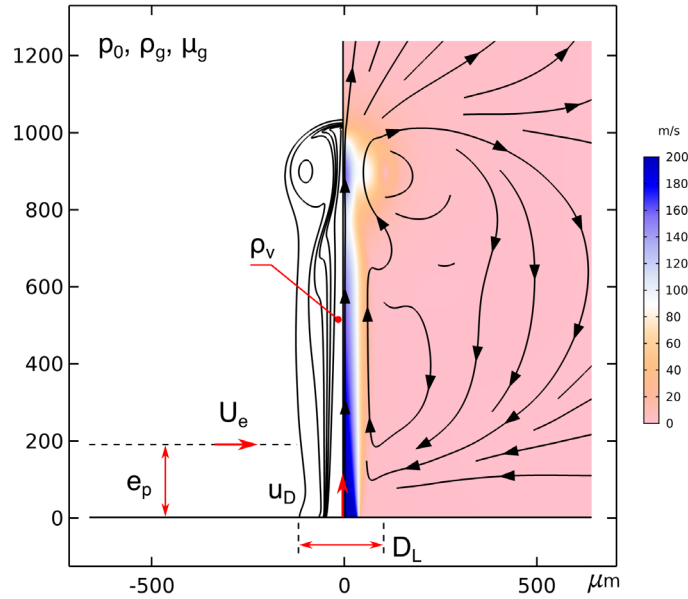


Figure 5-25 Modèle de vaporisation simplifié.

théorème de Vaschy π -Buckingham, on peut écrire :

$$\frac{U_e}{u_D} = f\left(\frac{\rho_g}{\rho_v}, \frac{p_0}{\rho_v u_D^2}, \frac{D_L}{e_p}, \frac{\mu_g}{u_D \rho_v e_p}\right) \quad (5.9)$$

À ce stade, on doit donc trouver une fonction f de quatre paramètres. Cependant, on peut utiliser les résultats de la littérature pour simplifier cette expression. Il existe un domaine dédié exclusivement à l'étude des plumes de vapeur, dont les bases théoriques sont attribuées à Morton, Taylor et Turner (MTT) (1956) [38]. D'après cette théorie, le modèle d'entraînement s'écrit [39] :

$$\frac{U_e}{u_D} \propto \left(\frac{\rho_v}{\rho_g}\right)^{1/2} \quad (5.10)$$

Autrement dit, l'équation (5.9) peut être réexprimée en :

$$\frac{U_e}{u_D} = g\left(\frac{p_0}{\rho_v u_D^2}, \frac{\mu_g}{u_D \rho_v e_p}, \frac{D_L}{e_p}\right) \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_g}\right)^{1/2} \quad (5.11)$$

où la fonction g joue le rôle de coefficient d'entraînement [39]. Ensuite, compte-tenu du diamètre d'un faisceau laser en SLM ($D_L \sim 50\text{-}200 \mu\text{m}$) et de l'épaisseur typique d'un lit de poudre ($e_p \sim 50\text{-}200 \mu\text{m}$), on déduit que la dénudation s'opère à une échelle où $D_L/e_p \sim 1$, à laquelle l'entraînement ne dépend que peu de D_L . L'équation (5.11) peut donc être simplifiée :

$$\frac{U_e}{u_D} = g\left(\frac{p_0}{\rho_v u_D^2}, \frac{\mu_g}{u_D \rho_v e_p}\right) \cdot \left(\frac{\rho_v}{\rho_g}\right)^{1/2} \quad (5.12)$$

Pour alléger les notations, on pose $C_p = p_0/\rho_v u_D^2$ (avec un C majuscule), $Re = u_D \rho_v e_p / \mu$ et $\eta = \rho_v / \rho_g$ (reprenant la notation de la théorie MTT [39]). Donc l'équation (5.12) devient finalement :

$$\frac{U_e}{u_D} = g(C_p, Re) \cdot \eta^{1/2} \quad (5.13)$$

En fin de compte, nous devons trouver la « fonction d'entraînement » $g(C_p, Re)$ qui dépend de deux paramètres uniquement (contre cinq au départ). Ensuite, en introduisant l'équation (5.13) dans l'équation (5.6) et en fixant une valeur de vitesse de détente (un ordre de grandeur suffit), on est en mesure d'exprimer le nombre de Shield, c'est-à-dire le potentiel de dénudation des gaz, en fonction uniquement des propriétés thermophysiques de l'atmosphère de travail. On pourra ainsi classer les gaz usuels présentés dans le Tableau 5-11 et prédire comment la dénudation évoluerait si on les utilisait comme atmosphère de travail.

On met finalement en place le plan d'expériences numériques qui figure dans le Tableau 5-12. La masse volumique ρ_v de la vapeur est fixée égale à celle de l'IN718 (calculée via la loi des gaz parfaits) et on fait varier le ratio ρ_g/ρ_v entre 0,7 (*i.e.* atmosphère de travail légèrement moins dense que la vapeur métallique) et 15 (*i.e.* atmosphère de travail bien plus dense que la vapeur métallique). La viscosité est supposée homogène dans le domaine de calcul et est fixée à $1,8 \cdot 10^{-5}$ Pa · s, soit la moyenne des viscosités des gaz présentés dans le Tableau 5-11. La vitesse d'entraînement U_e est évaluée à trois hauteurs e_p différentes, ce qui par analogie, correspond à trois épaisseurs de lit de poudre différentes. Enfin, la pression dans l'enceinte est fixée à la pression atmosphérique qui est la pression présente dans les machines de SLM.

Tableau 5-12 Valeur des paramètres dans le plan d'expérience numérique.

Paramètre [unité]	Valeurs
D_L [μm]	100
e_p [μm]	50, 100, 150
μ_g [Pa · s]	$1,8 \cdot 10^{-5}$
ρ_g/ρ_v	0,7 – 15
u_D [$\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$]	50 – 600
p_0 [Pa]	p_{atm}

5.4.2.3 Discussion sur le potentiel de dénudation des atmosphères de travail

D'abord, on trace le ratio U_e/u_D en fonction du paramètre η (Figure 5-26). On constate que la loi d'entraînement (5.10) proposée par la théorie MTT est bien vérifiée, quelle que soit la hauteur e_p . Le ratio U_e/u_D est proportionnel à la racine carrée du rapport entre les masses volumiques de la vapeur et celle du gaz ambiant, avec un coefficient de proportionnalité (le fameux coefficient d'entraînement) qui croît avec la vitesse de vaporisation. Autrement dit, le couplage entre la plume de vapeur et le flux de recirculation est d'autant plus important que la vitesse de vaporisation est élevée.

Ensuite, en supposant que les pentes des droites tracées sur la Figure 5-26 correspondent bien à la fonction d'entraînement $g(C_p, Re)$, cette dernière s'exprime :

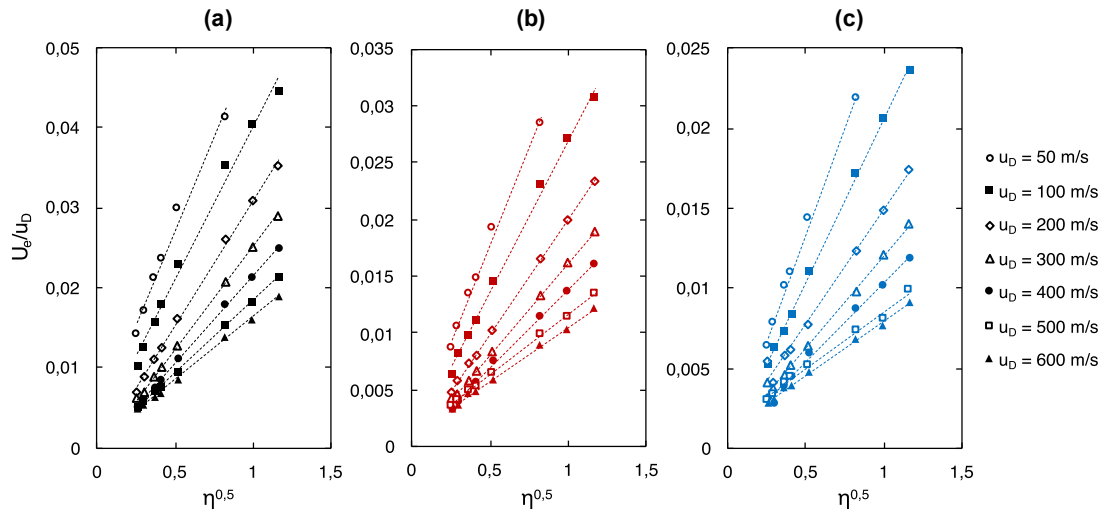


Figure 5-26 Ratio U_e/u_D en fonction du ratio $(\rho_v/\rho_g)^{0,5}$, pour différentes hauteurs (a) $e_p = 50 \mu\text{m}$ (b) $e_p = 100 \mu\text{m}$ (c) $e_p = 150 \mu\text{m}$.

$$g(C_p, Re) = a \cdot C_p^b \quad (5.14)$$

avec a et b résumés dans le Tableau 5-13. Le coefficient a décroît avec la hauteur e_p , tandis que l'exposant b est constant et vaut 0,28. On peut donc supposer que l'équation (5.14) s'exprime :

$$g(C_p, Re) = a(Re) \cdot C_p^{0,28} \quad (5.15)$$

Si on regroupe les équations (5.13) et (5.15), tous les points peuvent être réunis sur une seule et même droite (Figure 5-27), d'équation :

$$\frac{U_e}{U_i} = a \cdot C_p^{0,28} \cdot \eta^{1/2} \quad (5.16)$$

La loi d'échelle que nous obtenons permet d'exprimer la vitesse d'entraînement U_e en fonction de la vitesse de vaporisation u_D , et en fonction de la masse volumique ρ_g de l'atmosphère de travail (à travers le paramètre η). Ainsi, on lève la difficulté énoncée précédemment, c'est-à-dire savoir dans quelles mesures le déficit d'entraînement dû à une baisse de la masse volumique de l'atmosphère de travail est compensé par l'augmentation de la vitesse d'entraînement associée. En revanche à ce stade, nous n'avons pas encore fait le lien avec le phénomène de dénudation.

Pour classer le potentiel de dénudation des gaz en fonction de leur masse volumique, il faut réexprimer le nombre de Shield en y injectant la loi d'échelle que nous venons d'établir :

Tableau 5-13 Coefficient de la loi (5.14).

e_p [μm]	a	b
50	$1,56 \cdot 10^{-2}$	0,281
100	$0,97 \cdot 10^{-2}$	0,280
150	$0,70 \cdot 10^{-2}$	0,281

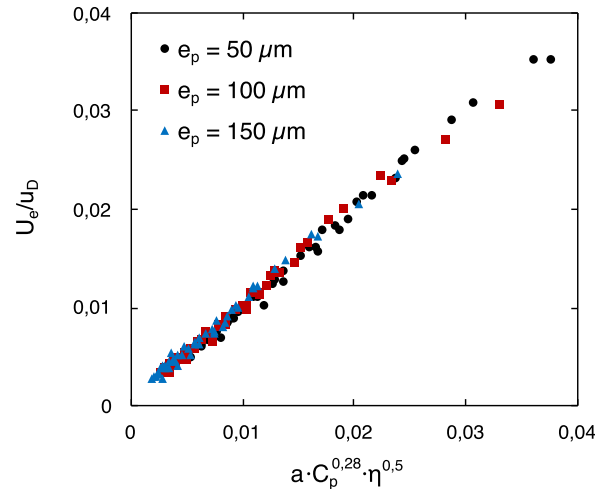


Figure 5-27 Loi d'échelle d'entraînement.

$$\theta_t = \frac{F_t}{F_G} = \left(\frac{6\pi}{8} \frac{18.5}{g\rho_s D_p^{1.6}} \right) \mu_g^{0.6} \rho_g^{0.4} [a C_p^{0.28} \eta^{1/2} u_D]^{1.4} \quad (5.17)$$

Celle-ci est tracée sur la Figure 5-28(a) en prenant un grain d'IN718 de $D_p = 40 \mu\text{m}$ de diamètre et en supposant que la vitesse de vaporisation est de $100 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$. Les gaz listés dans le Tableau 5-11 et l'Ar8CO₂ (92% d'Ar, 8% de CO₂) sont également reportés sur ce graphique. La loi d'échelle montre deux résultats.

Premièrement, le nombre de Shield (ou potentiel de dénudation) diminue lorsque η^{-1} augmente, donc lorsque ρ_g augmente. Autrement dit, plus l'atmosphère de travail est dense, moins les cordons sont dénudés. En d'autres termes, la chute de la vitesse d'entraînement due à l'augmentation de masse volumique du gaz de travail contrebalance l'effet d'entraînement théorique dû à cette augmentation.

C'est en effet ce que vérifient expérimentalement Bidare et *al.* (2018) [40] et Traore et *al.* (2021) [28]. Ces derniers montrent par exemple que des cordons produits sous He sont trois fois plus efficacement dénudés que ceux produit sous Ar, toutes choses étant égales par ailleurs. Ces résultats sont illustrés sur les Figure 5-28(b) et Figure 5-28(e) pour l'Ar et l'He respectivement. L'efficacité de dénudation est alors définie comme la surface de substrat apparent divisée par celle délimitée par la largeur de dénudation. On constate bien sur ces deux exemples que la surface efficacement dénudée sous He est plus importante que sous Ar.

Plus important encore, notre loi suggère qu'il y a un effet de « saturation » du phénomène de dénudation à partir d'un seuil $\eta^{-1} \sim 3$. Autrement dit, s'il est bénéfique d'employer des gaz denses dans une enceinte de fabrication pour limiter la dénudation des cordons tout en évitant la contamination des optiques grâce à l'effet inertiel de l'atmosphère, il n'est en revanche pas nécessaire d'employer le gaz le plus dense possible puisque, passé ce seuil, le gain devient marginal.

Les résultats expérimentaux de Traore (2021) [28] donnent encore des éléments qui vont dans ce sens. Sont reportés sur les Figure 5-28(b)-(d) les cordons formés sous Ar8CO₂, Ar et N₂ respectivement. Bien que ce dernier soit 30% moins dense que l'Ar, l'efficacité de dénudation vaut toujours 10%.

Pour confirmer cet effet de saturation, il faudrait conduire des expériences complémentaires, et reprendre les expériences de Traore [28] avec des mélanges de gaz tels que η^{-1} se situe entre 1 et 3, et avec un gaz très dense comme le Krypton.

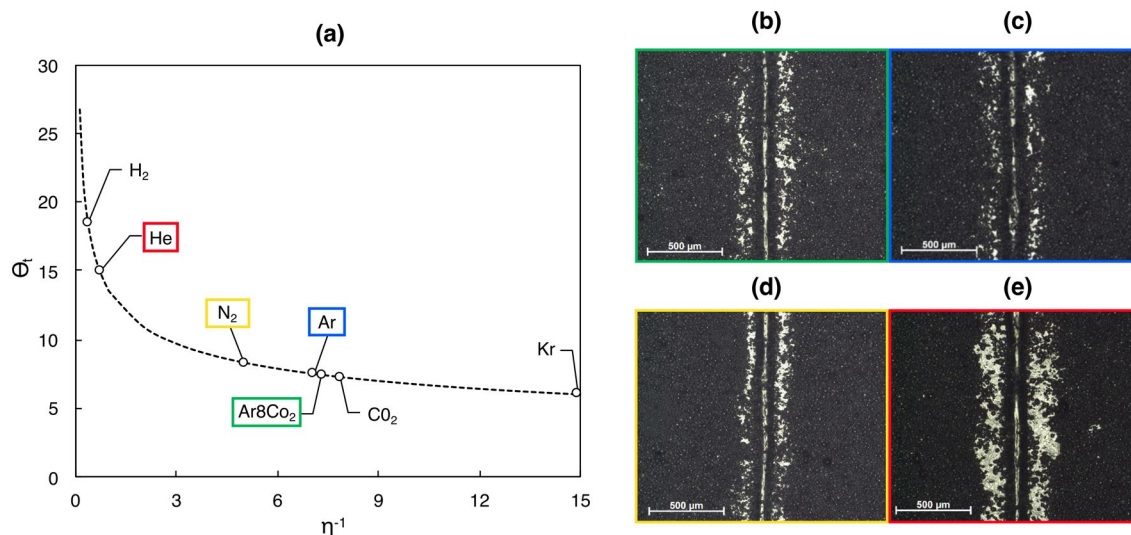


Figure 5-28 (a) Nombre de Shield en fonction de ρ_g/ρ_v . (b)-(e) Monocordons produit en machine SLM[®] 125 ($D_L = 73 \mu m$ ($1/e^2$), $P_L = 300 W$, $V_L = 500 mm \cdot s^{-1}$), Grain de $D_p = 40 \mu m$ de diamètre sous atmosphères d'Ar8CO₂, Ar, N₂ et He respectivement. Extrait de [25].

5.5 Conclusion

Dans ce dernier chapitre, l'objectif était d'analyser l'influence de la combinaison des phénomènes physiques « élémentaires » présentés au cours du manuscrit, sur le procédé SLM. Nous avons traité deux aspects.

Le premier concerne le couplage entre l'hydrodynamique du bain de fusion et le phénomène de réflexions multiples. En validant notre modèle, puis en comparant la dynamique de formation d'un *keyhole* en tir statique simulée à celle observée par radiographies X, nous avons montré que :

- La transition brutale entre le régime de conduction forcée et le mode *keyhole*, résulte d'une *concentration de l'irradiance absorbée au centre de la zone d'interaction* par la périphérie de la ZF.
- Lorsque le régime de *keyhole* est initié, sa forme en « V » favorise le phénomène de piégeage de faisceau, mais *rend la ZF instable puisque l'irradiance est absorbée de façon relativement hétérogène*.

Le couplage bidirectionnel entre le rayonnement incident et l'hydrodynamique de la ZF est donc un paramètre important à considérer dans la simulation numérique des procédés laser de puissance en général, et du procédé SLM en particulier.

Nous avons ensuite utilisé ces connaissances pour analyser trois régimes d'ILM potentiellement rencontrés en SLM : le régime de conduction forcée, le régime intermédiaire et le régime de *keyhole*. En opérant une distinction entre absorbance normale A_0 , absorbance apparente A (*i.e.* fraction de la puissance incidente totalement absorbée) et absorbance effective A_{eff} (*i.e.* fraction de la puissance incidente qui conditionne la profondeur de pénétration), nous en avons proposé trois nouvelles définitions :

- Le régime de conduction (forcée ou non forcée) se rencontre lorsque $A = A_{eff} = A_0$.
- Le régime intermédiaire se rencontre lorsque $A > A_{eff} \geq A_0$. La différence de puissance $(A - A_{eff})P_L$ chauffe le front arrière du capillaire et fait osciller la ZF transitoirement (ou durablement si on se situe rigoureusement au seuil de *keyhole*).
- Le régime de *keyhole* est caractérisé par $A = A_{eff} > A_0$.

Ainsi, *on suggère que le régime intermédiaire est à éviter en SLM si on souhaite limiter la formation de projections de métal liquide issues de la déstabilisation du cordon de fusion.*

Cependant, le phénomène de projection de particules solides reste présent quel que soit le régime. Nous avons donc, dans un second temps, étudié comment la nature de l'atmosphère de travail limite ou accentue les phénomènes d'entraînement du lit de poudre et de dénudation. En simplifiant le modèle thermo-hydrodynamique de vaporisation et en s'appuyant sur une approche adimensionnée, nous avons montré que :

- *Utiliser un gaz relativement dense permet de limiter le phénomène d'entraînement des grains et de dénudation. Il permet également, de limiter la contamination des optiques par effet inertiel.*
- *Passé un seuil de masse volumique ($\eta^{-1} \sim 3$), il y a un effet de saturation qui rend ce gain marginal.*
- *Avec un gaz relativement peu dense, la vitesse d'entraînement des particules est plus importante, et peut favoriser leur incorporation dans le bain de fusion. L'excès de masse entraînée peut donc éventuellement être compensé par un nombre d'éjectas moins important.*

L'abaque que nous avons construit peut, en étant complété par des expériences supplémentaires – notamment pour confirmer l'effet de saturation –, aider à trouver un compromis entre ces effets.

Bibliographie

- [1] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, *Science*. 363 (2019) 849–852. <https://doi.org/10.1126/science.aav4687>.
- [2] M. Schneider, L. Berthe, M. Muller, R. Fabbro, A fast method for morphological analysis of laser drilling holes, *Journal of Laser Applications*. 22 (2010) 127–131. <https://doi.org/10.2351/1.3508232>.
- [3] M. Courtois, M. Carin, P. Le Masson, S. Gaied, M. Balabane, A complete model of keyhole and melt pool dynamics to analyze instabilities and collapse during laser welding, *Journal of Laser Applications*. 26 (2014) 042001. <https://doi.org/10.2351/1.4886835>.
- [4] J. Girardot, Interaction laser/matière en régime de perçage par percussion - Analyse expérimentale, Modélisation et Simulation numérique, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2014. <https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-01068269>.
- [5] J. Ye, S.A. Khairallah, A.M. Rubenchik, M.F. Crumb, G. Guss, J. Belak, M.J. Matthews, Energy Coupling Mechanisms and Scaling Behavior Associated with Laser Powder Bed Fusion Additive Manufacturing, *Adv. Eng. Mater.* 21 (2019) 1900185. <https://doi.org/10.1002/adem.201900185>.
- [6] R. Fabbro, Depth Dependence and Keyhole Stability at Threshold, for Different Laser Welding Regimes, *Applied Sciences*. 10 (2020) 1487. <https://doi.org/10.3390/app10041487>.
- [7] J.Y. Lee, S.H. Ko, D.F. Farson, C.D. Yoo, Mechanism of keyhole formation and stability in stationary laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 35 (2002) 1570–1576. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/35/13/320>.
- [8] H. Ki, P.S. Mohanty, J. Mazumder, Modelling of high-density laser-material interaction using fast level set method, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 34 (2001) 364–372. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/34/3/320>.
- [9] E. Assunção, Investigation of conduction to keyhole mode transition, Cranfield University, 2012. <https://dspace.lib.cranfield.ac.uk/handle/1826/7842>.
- [10] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Supplementary materials for keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, *Science*. 363 (2019) 849–852. <https://doi.org/10.1126/science.aav4687>.
- [11] D. Grange, A. Queva, G. Guillemot, M. Bellet, J.-D. Bartout, C. Colin, Effect of processing parameters during the laser beam melting of Inconel 738: Comparison between simulated and experimental melt pool shape, *Journal of Materials Processing Technology*. 289 (2021) 116897. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2020.116897>.
- [12] K.C. Mills, Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys, Woodhead, Cambridge, 2002.
- [13] B. Lane, J. Heigel, R. Ricker, I. Zhirnov, V. Khromschenko, J. Weaver, T. Phan, M. Stoudt, S. Mekhontsev, L. Levine, Measurements of Melt Pool Geometry and Cooling Rates of Individual Laser Traces on IN625 Bare Plates, *Integr Mater Manuf Innov.* 9 (2020) 16–30. <https://doi.org/10.1007/s40192-020-00169-1>.
- [14] P.A. Hooper, Melt pool temperature and cooling rates in laser powder bed fusion, *Additive Manufacturing*. 22 (2018) 548–559. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2018.05.032>.
- [15] Y.L. Hu, X. Lin, X.B. Yu, J.J. Xu, M. Lei, W.D. Huang, Effect of Ti addition on cracking and microhardness of Inconel 625 during the laser solid forming processing, *Journal of Alloys and Compounds*. 711 (2017) 267–277. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2017.03.355>.

- [16] J. Coleman, A. Plotkowski, B. Stump, N. Raghavan, A.S. Sabau, M.J.M. Krane, J. Heigel, R.E. Ricker, L. Levine, S.S. Babu, Sensitivity of Thermal Predictions to Uncertain Surface Tension Data in Laser Additive Manufacturing, *Journal of Heat Transfer*. 142 (2020) 122201. <https://doi.org/10.1115/1.4047916>.
- [17] Inconel 625 - Alliage résistant à la corrosion (Ni61/Cr22Mo9/Fe5), Goodfellow. (2021). <http://www.goodfellow.com/F/Inconel-625-Alliage-resistant-a-la-corrosion.html> (accessed November 5, 2021).
- [18] R. Fabbro, Melt pool and keyhole behaviour analysis for deep penetration laser welding, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 43 (2010) 445501. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/43/44/445501>.
- [19] R. Fabbro, Scaling laws for the laser welding process in keyhole mode, *Journal of Materials Processing Technology*. 264 (2019) 346–351. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.09.027>.
- [20] W.E. King, H.D. Barth, V.M. Castillo, G.F. Gallegos, J.W. Gibbs, D.E. Hahn, C. Kamath, A.M. Rubenchik, Observation of keyhole-mode laser melting in laser powder-bed fusion additive manufacturing, *Journal of Materials Processing Technology*. 214 (2014) 2915–2925. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2014.06.005>.
- [21] A.M. Rubenchik, W.E. King, S.S. Wu, Scaling laws for the additive manufacturing, *Journal of Materials Processing Technology*. 257 (2018) 234–243. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.02.034>.
- [22] S. Patel, M. Vlasea, Melting modes in laser powder bed fusion, *Materialia*. 9 (2020) 100591. <https://doi.org/10.1016/j.mtla.2020.100591>.
- [23] T.R. Allen, W. Huang, J.R. Tanner, W. Tan, J.M. Fraser, B.J. Simonds, Energy-Coupling Mechanisms Revealed through Simultaneous Keyhole Depth and Absorptance Measurements during Laser-Metal Processing, *Phys. Rev. Applied*. 13 (2020) 064070. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.13.064070>.
- [24] F. Dausinger, J. Shen, Energy Coupling Efficiency in Laser Surface Treatment., *ISIJ International*. 33 (1993) 925–933. <https://doi.org/10.2355/isijinternational.33.925>.
- [25] X. Zhang, W. Chen, J. Ren, Y. Wang, G. Huang, H. Zhang, Effects of processing parameters on mode and stability of laser welding, in: J.J. Dubowski, J. Mazumder, L.R. Migliore, C. Roychoudhuri, R.D. Schaeffer (Eds.), San Jose, CA, 1996: p. 343. <https://doi.org/10.1117/12.237746>.
- [26] S. Traore, Influence de l'environnement de travail en fabrication additive "lit de poudre, École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers - ENSAM, 2021.
- [27] M.C. Sow, T. De Terris, O. Castelnau, Z. Hamouche, F. Coste, R. Fabbro, P. Peyre, Influence of beam diameter on Laser Powder Bed Fusion (L-PBF) process, *Additive Manufacturing*. 36 (2020) 101532. <https://doi.org/10.1016/j.addma.2020.101532>.
- [28] S. Traore, M. Schneider, I. Koutiri, F. Coste, R. Fabbro, C. Charpentier, P. Lefebvre, P. Peyre, Influence of gas atmosphere (Ar or He) on the laser powder bed fusion of a Ni-based alloy, *Journal of Materials Processing Technology*. 288 (2021) 116851. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2020.116851>.
- [29] A. Matsunawa, J.-D. Kim, T. Takemoto, S. Katayama, Spectroscopic studies on laser induced plume of aluminum alloys, in: *International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics*, Laser Institute of America, San Diego, California, USA, 1995: pp. 719–728. <https://doi.org/10.2351/1.5058976>.
- [30] A. Matsunawa, J.-D. Kim, N. Seto, M. Mizutani, S. Katayama, Dynamics of keyhole and molten pool in laser welding, *Journal of Laser Applications*. 10 (1998) 247–254. <https://doi.org/10.2351/1.521858>.
- [31] H.J. Kull, Theory of the Rayleigh-Taylor instability, *Physics Reports*. 206 (1991) 197–325. [https://doi.org/10.1016/0370-1573\(91\)90153-D](https://doi.org/10.1016/0370-1573(91)90153-D).

- [32] P. Bidare, I. Bitharas, R.M. Ward, M.M. Attallah, A.J. Moore, Fluid and particle dynamics in laser powder bed fusion, *Acta Materialia*. 142 (2018) 107–120.
<https://doi.org/10.1016/j.actamat.2017.09.051>.
- [33] S. Dey, A. Papanicolaou, Sediment threshold under stream flow: A state-of-the-art review, *KSCE J Civ Eng*. 12 (2008) 45–60. <https://doi.org/10.1007/s12205-008-8045-3>.
- [34] Gas Encyclopedia Air Liquide, (2020). <https://encyclopedia.airliquide.com> (accessed November 24, 2020).
- [35] R.L.C. Flemmer, C.L. Banks, On the drag coefficient of a sphere, *Powder Technology*. 48 (1986) 217–221. [https://doi.org/10.1016/0032-5910\(86\)80044-4](https://doi.org/10.1016/0032-5910(86)80044-4).
- [36] R.S. Khmyrov, R.R. Ableeva, A.V. Gusarov, Metallographic study of denudation in laser powder-bed fusion, *Procedia CIRP*. 94 (2020) 194–199.
<https://doi.org/10.1016/j.procir.2020.09.037>.
- [37] E. Buckingham, On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations, *Phys. Rev.* 4 (1914) 345–376. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.4.345>.
- [38] B.R. Morton, S.G. Taylor, J.S. Turner, Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, *Proc. R. Soc. Lond. A*. 234 (1956) 1–23.
<https://doi.org/10.1098/rspa.1956.0011>.
- [39] G.R. Hunt, T.S. van den Bremer, Classical plume theory: 1937-2010 and beyond, *IMA Journal of Applied Mathematics*. 76 (2011) 424–448. <https://doi.org/10.1093/imamat/hxq056>.
- [40] P. Bidare, I. Bitharas, R.M. Ward, M.M. Attallah, A.J. Moore, Laser powder bed fusion in high-pressure atmospheres, *Int J Adv Manuf Technol*. 99 (2018) 543–555.
<https://doi.org/10.1007/s00170-018-2495-7>.

Conclusion générale

Conclusion

L'objectif de cette thèse était d'étudier l'influence de différents phénomènes physiques sur le procédé SLM, à l'échelle du bain de fusion. Pour mener à bien cette étude, nous avons développé sous COMSOL® un modèle multiphysique de l'interaction laser-matière via la méthode ALE, auquel nous avons associé deux développements originaux :

- Un modèle de lit de poudre décrit à l'aide d'un milieu continu et homogène, aux propriétés apparentes dont nous avons étudié les limites, et pour lequel nous avons formulé des recommandations générales pour la simulation numérique d'une fusion lit de poudre.
- Un modèle de dépôt d'énergie via la méthode de tracé de rayons, jamais implémenté sous COMSOL®, permettant de décrire de manière auto-consistante le phénomène de « piégeage de faisceau ».

Afin de valider notre modèle multiphysique et d'étudier l'influence de la combinaison de ces phénomènes physiques sur le procédé SLM, nous avons suivi une méthode itérative qui consistait :

- D'abord à vérifier chaque « brique » de modélisation, à l'aide de modèles analytiques (modèle du piston, modèle de Gouffé) et grâce à des cas tests numériques dédiés. Ces derniers ont permis de discuter de l'influence du choix de la méthode de suivi d'interface libre sur la représentativité des phénomènes physiques simulés.
- Puis à valider chaque brique en réalisant des campagnes expérimentales : méthode « DODO », pyrométrie 2D monobande, lignes de fusion, mesure de la détente des jets de vapeur par caméra rapide.
- Enfin, à prolonger la validation et l'analyse des phénomènes physiques à l'aide d'expériences filmées par radiographie X, issues de la littérature.

Nous avons ainsi obtenu plusieurs résultats clés, à savoir :

- (1) Pour les régimes d'ILM concernés par le procédé SLM, la température maximale dans le bain de fusion dépasse généralement de plusieurs centaines de kelvins le point d'ébullition du matériau irradié. Deux conséquences en découlent :
 - La pression de recul est le principal moteur des écoulements dans le bain de fusion. L'essentiel de la puissance absorbée est évacué par convection dans le liquide (dont la vitesse atteint plus de 10 fois celle de lasage) et le capillaire de vapeur formé modifie la nature de l'interaction laser-matière à travers le phénomène de réflexions multiples.
 - La vapeur métallique se détend dans l'atmosphère de travail à plusieurs centaines de mètres par seconde. Le courant de recirculation induit est suffisamment intense pour aspirer les grains du lit de poudre vers la zone d'interaction.
- (2) En régime de conduction forcée ou en mode *keyhole*, le lit de poudre ne modifie pas la dynamique de formation du capillaire de vapeur, celle prévue par le modèle du piston.

- (3) Le mode *keyhole* est initié par un effet de focalisation du rayonnement incident au centre de la zone d'ILM. L'irradiance absorbée augmente localement d'un ordre de grandeur.
- (4) Le phénomène de piégeage de faisceau rend le capillaire de vapeur instable près du seuil de *keyhole* (dans un régime d'interaction dit « intermédiaire »). On discrimine ce mode d'ILM en introduisant la notion d'absorbance effective, et on suggère d'éviter ce mode de fusion (rapports d'aspects de l'ordre 0,5 en Gaussien) en SLM pour limiter la formation d'éjectas liquides.
- (5) Le mode de fusion recommandé pour éviter les macro-éjectas est donc un mode pour lequel on cherche un rapport d'aspect > 2 , suffisant généralement pour assurer une cohésion entre les couches de fabrication, mais pas assez profond pour risquer une fermeture de *keyhole*.
- (6) L'entraînement des grains de poudre aux abords du cordon augmente lorsque la masse volumique de l'enceinte de travail diminue. En effet, le déficit de force de trainée théoriquement dû à la baisse de masse volumique est compensé par une augmentation de la vitesse d'entraînement qu'elle engendre. Opter pour un gaz dense permet donc à la fois de réduire la pollution des optiques par un effet inertiel, et de limiter le phénomène de dénudation jusqu'à un certain seuil de masse volumique, où un effet de saturation se produit.
- (7) Cependant, en utilisant un gaz relativement peu dense, on augmente l'énergie cinétique des grains entraînés, ce qui peut éventuellement favoriser leur incorporation dans le bain de fusion (et limiter la formation de projections). Il s'agit donc de trouver un compromis entre ces différents effets, grâce à l'approche numérique/analytique que nous avons proposée.

Perspectives

Les perspectives qu'ouvre cette thèse sont de trois ordres :

- (1) Lever les limites de représentativité à l'échelle du monocordon

Nous avons montré à plusieurs reprises que le procédé SLM était très proche du procédé de soudage laser. Cette affirmation est vraie à l'échelle du bain de fusion. Cependant, les conclusions que nous tirons à cette échelle sont souvent difficilement transposables à l'échelle de plusieurs cordons. Notamment :

- Les phénomènes thermo-hydrodynamiques sont sensibles à l'histoire thermique du procédé SLM. Les régimes que nous avons identifiés restent valables, mais sont susceptibles d'être décalés sur le plan (P_L, V_L) .
- Les régimes d'ILM peuvent de la même manière être affectés par la dissymétrie des conditions limites associée à la superposition de cordons.
- Il existe une controverse sur l'importance du phénomène de dénudation après n couches. Les prévisions réalisées à l'échelle du monocordon surestiment probablement l'importance de ce phénomène (car le lit de poudre est déposé sur un substrat relativement lisse).

Plusieurs pistes seront à explorer pour lever ce défaut de représentativité :

- Pour prendre en compte l'histoire thermique du procédé, une première approche, simple, consisterait à estimer la température « moyenne » du milieu de fabrication au bout de n couches, et de l'utiliser comme condition initiale de la simulation. De façon analogue, on peut utiliser un modèle analytique (par exemple celui de Fabbro), qui prévoit que la profondeur des capillaires est inversement proportionnelle à $(T_v - T_0)$. Connaissant les régimes d'ILM à $T_0 = 298$ K, on pourrait aisément prévoir leur décalage lorsque T_0 augmente.
 - Une autre approche consisterait à simuler plusieurs cordons juxtaposés ou superposés, comme dans la thèse d'Alexis QUEVA. Cela permet à la fois de prendre en compte l'histoire thermique du procédé au bout de quelques cordons, mais également de tenir compte de la dysmétrie des conditions limites associée. Le modèle de lit de poudre équivalent devient alors pertinent.
 - Pour comprendre comment la dénudation évolue avec le nombre de couches, l'étude des conditions d'interaction entre les grains peut se révéler utile, notamment via des expériences simples (par exemple des monocordons sur substrat de rugosité croissante pour simuler la présence d'un lit de poudre) ou avec la simulation par éléments discrets. C'est une perspective possible de la thèse de Kévin MARCHAIS.
- (2) Améliorer les outils de simulation multiphysique du procédé SLM, et plus largement ceux des procédés de soudage.

La première action prioritaire serait de transposer l'algorithme de RT à une méthode de suivi d'interface Eulérienne (LS ou PF), pour être capable de simuler n'importe quel régime d'ILM, y compris les plus instables. Dans notre travail, on a suggéré d'éviter le régime intermédiaire instable, pour limiter la probabilité de former des éjections de bain liquide. Pour affiner cette piste, on devrait être capable de simuler ces projections, ce qui passe nécessairement par une méthode Eulérienne.

Une deuxième priorité serait d'intégrer la plume de vapeur dans le modèle 3D, afin d'étudier l'interaction plume-bain, qui n'a pas été discutée durant cette thèse.

Une troisième action, moins prioritaire, serait d'intégrer un modèle de lit de poudre granulaire, suffisamment fin pour interagir avec la plume de vapeur et les courants de recirculation.

(3) Combiner des approches numériques et analytiques

Cette thèse a montré qu'il était très efficace d'allier modèle numérique et étude analytique. Les modèles numériques sont complexes à utiliser et longs à calculer. Les modèles analytiques sont parfois complexes à établir mais donnent des résultats immédiats. En combinant les deux approches, et en passant par une simplification préalable du modèle numérique, on peut construire des outils « particulièrement faux », mais « généralement justes », sur lesquels on peut s'appuyer pour faire un choix raisonné des paramètres du procédé. Nous avons illustré cette démarche pour le phénomène de dénudation et pour définir l'absorbance effective. Il serait aussi intéressant d'appliquer ce type de méthode à d'autres aspects du procédé, comme la prédiction du décalage thermique des régimes d'ILM, suggéré plus haut.

Annexes

Annexe 1 : Modèle de Fabbro

Formulation initiale

Nous allons présenter ici le modèle de Fabbro [1,2], et développer la démarche qui amène à prédire analytiquement les profondeurs des *keyholes*, et par extension celles des zones fondues, en fonction des paramètres du procédé et des propriétés thermophysiques de l'alliage irradié.

Pour commencer, il faut paramétrer le problème que l'on souhaite résoudre. Celui-ci est schématisé sur la Figure A1-1. On considère un keyhole, approximé à un cylindre de diamètre D_0 (le diamètre de faisceau), de profondeur e , et dont les parois sont à température uniforme T_v (la température de vaporisation de l'alliage). Ce keyhole se déplace à vitesse V_0 (la vitesse de scan) dans un échantillon à température initiale T_0 , d'absorbance A , de conductivité thermique k , de masse volumique ρ et de capacité thermique massique c_p .

Si on raisonne en termes de puissance absorbée AP_0 , alors le problème dépend de 7 paramètres (3 paramètres du laser, 3 propriétés thermophysiques et la profondeur recherchée), qui dépendent eux-mêmes de 4 dimensions fondamentales : la masse M, la longueur L, le temps T et la température K. Donc, d'après le théorème de Vaschy π -Buckingham [3], le problème est en fait régi par $7 - 4 = 3$ paramètres indépendants adimensionnés π_i , qui satisfont une égalité du type :

$$\pi_1 = f(\pi_2, \pi_3) \quad (\text{A1.1})$$

Il existe différentes façons de construire les trois nombres adimensionnés. Une façon de faire est de les deviner. Un premier nombre évident est le ratio entre la profondeur du keyhole et le diamètre de spot. Il s'agit du rapport d'aspect, que l'on a déjà mentionné précédemment : $\pi_1 = e/D_0$. Un deuxième nombre évident est le rapport entre la vitesse de scan et la vitesse de diffusion. Il s'agit du nombre de Péclet : $\pi_2 = Pe = V_0 \rho c_p D_0 / k$. Le troisième nombre adimensionné, moins évident, est le ratio de deux puissances : $\pi_3 = AP_0 / D_0 k (T_v - T_0)$. En somme, l'équation (A1.1) peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{e}{D_0} = f\left(Pe, \frac{AP_0}{D_0 k (T_v - T_0)}\right) \quad (\text{A1.2})$$

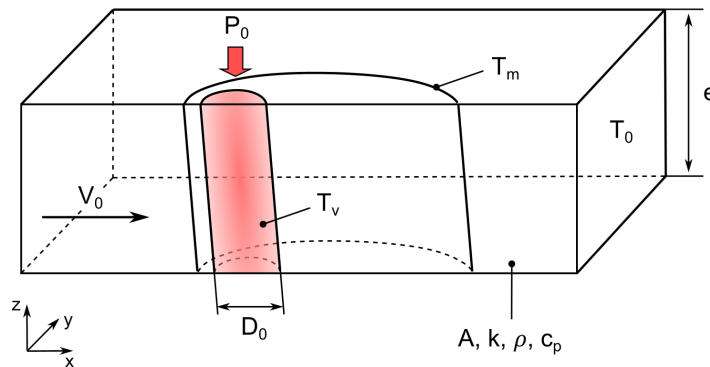


Figure A1-1 Schéma d'un keyhole simplifié. Adapté de Fabbro et al. (2018) [1].

Expérimentalement, on sait que la profondeur des keyholes est proportionnelle à la puissance incidente. On peut donc réécrire l'équation (A1.2):

$$\frac{e}{D_0} = \frac{AP_0}{D_0 k(T_v - T_0)g(Pe)} \quad (\text{A1.3})$$

Fabbro et al. (2018) [1] montrent à l'aide d'une simulation COMSOL® que $g(Pe)$ peut s'écrire comme une fonction linéaire par morceaux, sur différents intervalles de Pe :

$$g(Pe) = m_0 Pe + n_0 \quad (\text{A1.4})$$

En somme, en combinant les équations (A1.3) et (A1.4), on montre que le rapport d'aspect du keyhole s'exprime sous la forme :

$$\frac{e}{D_0} = \frac{R_1}{1 + V_0/V_1} \quad (\text{A1.5})$$

avec :

$$R_1 = \frac{AP_0}{n_0 D_0 k(T_v - T_0)} \quad (\text{A1.6})$$

$$V_1 = 2 \frac{n_0}{m_0} \frac{k}{D_0 \rho c_p} \quad (\text{A1.7})$$

Aussi, en SLM, on peut aisément vérifier que $V_0 \gg V_1$. Avec cette hypothèse, le rapport d'aspect des keyholes en fusion laser sélective est finalement simplement proportionnel à la puissance absorbée (à travers le coefficient R_1), et inversement proportionnel à la vitesse de scan V_0 :

$$\frac{e}{D_0} = R_1 \frac{V_1}{V_0} \quad (\text{A1.8})$$

Formulations complémentaires

Nous avons présenté les trois nombres adimensionnés indépendants les plus évidents compte-tenu de la paramétrisation initiale du problème. Cependant, d'autres nombres adimensionnés, fonctions des premiers, peuvent également être identifiés et se révéler plus appropriés. Nous allons en présenter deux.

Premièrement, dans un processus où la chaleur se diffuse dans le matériau, une autre dimension caractéristique pertinente est l'épaisseur de peau thermique δ :

$$\delta = \sqrt{\frac{k}{\rho c_p} \tau} \quad (\text{A1.9})$$

où $\tau = D_0/2V_0$ est un temps caractéristique d'interaction laser-matière. Ainsi, on montre que δ s'exprime en fonction du rapport d'aspect et du nombre de Péclet :

$$\pi'_1 = \frac{e}{\delta} = 2 \frac{e}{D_0} \sqrt{Pe} \quad (\text{A1.10})$$

où cette fois-ci, e doit être compris comme la profondeur du bain de fusion, plus facile à mesurer (en *post mortem*) que la profondeur du keyhole.

Deuxièmement, le troisième nombre adimensionné π_3 que nous avons identifié plus haut peut s'exprimer en termes de ratio de densités d'énergies volumiques (à l'image du VED souvent utilisé en SLM) :

$$\pi'_3 = \frac{\Delta H}{\Delta h(T_v)} \quad \text{ou} \quad \pi'_3 = \frac{\Delta H}{\Delta h(T_m)} \quad (\text{A1.11})$$

où ΔH représente l'énergie absorbée par le keyhole durant le temps d'interaction τ , et $\Delta h(T_v)$ et $\Delta h(T_m)$ sont l'enthalpie de vaporisation et l'enthalpie de fusion respectivement. Fabbro (2019) [2] montre qu'en prenant l'enthalpie de vaporisation, π'_3 s'exprime en fonction π_3 :

$$\pi'_3 = \sqrt{\frac{2^{7/2}}{\pi Pe}} \pi_3 \quad (\text{A1.12})$$

Notez que Rubenchik, King et We (2018) [4] préfèrent utiliser l'enthalpie de fusion, en prenant une expression « simplifiée » de cette dernière : $h_s = \rho c_p T_m$. C'est cette expression que nous utiliserons dans le paragraphe suivant.

Validation de la loi d'échelle

L'objectif de la loi d'échelle était de prédire la profondeur des keyhole et des bains de fusion en SLM. Nous avons pour cela présenté le modèle de Fabbro [1,2], et démontré à l'aide du théorème de Vaschy π -Buckingham que le problème était régi par trois nombres adimensionnés indépendants. Nous avons identifié ces trois nombres, et montré qu'ils pouvaient être réécrits avec des paramètres plus appropriés ou plus faciles à mesurer expérimentalement. Typiquement, nous avons remplacé la profondeur de keyhole par la profondeur de ZF, qui est mesurable en *post mortem* sur un échantillon.

Pour valider cette loi d'échelle, la profondeur du bain de fusion adimensionnée e/δ est tracée en fonction de l'enthalpie normalisée $\Delta H/h_s$ (Figure A1-2), pour différentes conditions paramétriques et sur différents matériaux. On constate que tous les points se confondent sur deux droites. Les bains de fusion en mode conduction sont ajustés avec la droite bleue, tandis ceux formés en mode keyhole sont ajustés avec la droite rouge. L'épaisseur du lit de poudre, sa granulométrie, *etc.*, n'entrent en considération à aucun moment dans cette loi d'échelle.

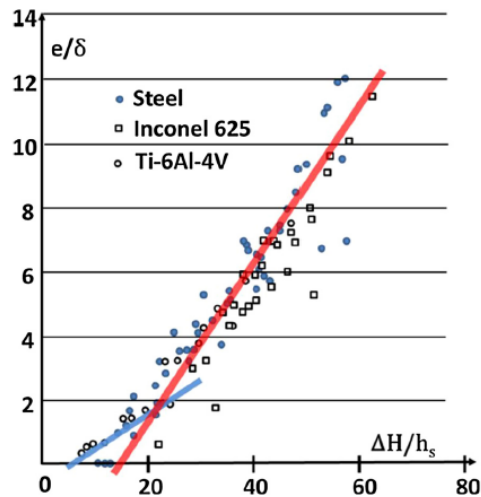


Figure A1-2 Validation de la loi d'échelle. Profondeur de bain normalisée en fonction de l'enthalpie normalisée. Extrait de Fabbro (2019) [2].

Bibliographie

- [1] R. Fabbro, M. Dal, P. Peyre, F. Coste, M. Schneider, V. Gunenthiram, Analysis and possible estimation of keyhole depths evolution, using laser operating parameters and material properties, *Journal of Laser Applications*. 30 (2018) 032410. <https://doi.org/10.2351/1.5040624>.
- [2] R. Fabbro, Scaling laws for the laser welding process in keyhole mode, *Journal of Materials Processing Technology*. 264 (2019) 346–351. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.09.027>.
- [3] E. Buckingham, On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations, *Phys. Rev.* 4 (1914) 345–376. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.4.345>.
- [4] A.M. Rubenchik, W.E. King, S.S. Wu, Scaling laws for the additive manufacturing, *Journal of Materials Processing Technology*. 257 (2018) 234–243. <https://doi.org/10.1016/j.jmatprotec.2018.02.034>.

Annexe 2 : Propriétés de l'IN718 et du Ti64

Propriétés de l'IN718

Les propriétés thermophysiques de l'IN718 retenues dans le Chapitre 5 (propriétés thermo-dépendantes) sont reportées dans le Tableau A2-1. Toutes ces valeurs sont extraites de l'ouvrage de référence de Mills (2002) [1]. Au-delà de 1873 K, les propriétés physiques sont extrapolées suivant la tendance la plus proche.

Tableau A2-1 Propriétés thermo-dépendantes de l'IN718 retenues dans le chapitre 5.

	T [K]	ρ [kg · m ⁻³]	c_p [J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]	k [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	μ [Pa · s]	σ [N · m ⁻¹]
	298	8190	435	8,9		
	373	8160	455	10,8		
	473	8118	479	12,9		
	573	8079	497	15,2		
	673	8040	515	17,4		
	773	8001	527	18,7		
	873	7962	558	20,8		
	973	7925	568	21,9		
	1073	7884	680	26,9		
	1173	7845	640	25,8		
	1273	7806	620	26,7		
	1373	7767	640	28,3		
Solidus	1443	7727	650	29,3		
Liquidus	1609	7400	720	29,6	$7,20 \cdot 10^{-3}$	1,882
	1673	7340	720	29,6	$6,46 \cdot 10^{-3}$	1,877
	1773	7250	720	29,6	$5,31 \cdot 10^{-3}$	1,866
	1873	7160	720	29,6		1,855

Propriétés du Ti64

De même, les propriétés thermophysiques du Ti64 retenues dans le Chapitre 5 sont reportées dans le Tableau A2-2. Elles proviennent de la même référence, et de manière similaire, on extrapole les propriétés au-delà de 2173 K. Seule la tension de surface manque. Pour cette dernière, on utilise la corrélation proposée par Zhou et Wei (2016) [2] :

$$\sigma = 1,38 - 3,13(T - 1933) \cdot 10^{-4} \quad (\text{A2.1})$$

Tableau A2-2 Propriétés thermo-dépendantes du Ti64 retenues dans le chapitre 5.

	T [K]	ρ [kg · m ⁻³]	c_p [J · kg ⁻¹ · K ⁻¹]	k [W · m ⁻¹ · K ⁻¹]	μ [Pa · s]
	298	4420	546	7,0	
	373	4406	562	7,45	
	473	4395	584	8,75	
	573	4381	606	10,15	
	673	4366	629	11,35	
	773	4350	651	12,6	
	873	4336	673	14,2	
	973	4324	694	15,5	
	1073	4309	714	17,8	
	1173	4294	734	20,2	
	1268 ⁻	4282	753	22,7	
	1268 ⁺	4282	641	19,3	
	1373	4267	660	21,0	
	1473	4252	678	22,9	
	1573	4240	696	23,7	
	1673	4225	714	24,6	
	1773	4205	732	25,8	
Solidus*	1873	4198	750	27,0	
	1923	4189	759	28,4	
Liquidus	1923	3920	831	33,6	3,25 · 10 ⁻³
	1973	3886	831	34,6	3,03 · 10 ⁻³
	2073	3818	831	-	2,66 · 10 ⁻³
	2173	3750	831	-	2,36 · 10 ⁻³

* La température de solidus est estimée à 1878 K (Goodfellow [3]).

Propriétés de la vapeur métallique d'IN718

Les propriétés thermophysiques des vapeurs métalliques sont relativement peu connues. Dans la littérature, les auteurs qui simulent la plume de vapeur dans le cadre du procédé de soudage laser, utilisent en général, à la place des propriétés inconnues, celles de l'atmosphère de travail à température et pression atmosphérique [4,5]. C'est ce que nous faisons dans notre travail pour la conductivité thermique, la chaleur spécifique et la viscosité dynamique. En revanche, la masse volumique est calculée à l'aide de la loi des gaz parfaits (T , p , et M étant connus). Les travaux de modélisation de Pang et *al.* (2015) [5] notamment montrent que la dynamique de détente de la vapeur métallique est davantage sensible au modèle de vaporisation, et la revue bibliographique de Hunt et van den Bremer [6] montrent que la dynamique des plumes de vapeur est également sensible au ratio entre les masses volumiques de la vapeur et de l'atmosphère de travail (comme vu au Chapitre 5).

Ensuite concernant la diffusivité massique vapeur-gaz D_{vg} , nous nous sommes intéressés à la corrélation de Fuller, Schettler et Giddings [7] :

$$D_{vg} = \frac{\left(1/M_v + 1/M_g\right)^2}{p\left(v_v^{1/3} + v_g^{1/3}\right)^2} 10^{-7} T^{1,75} \quad (\text{A2.2})$$

où v_i est un paramètre empirique appelé « volume de diffusion » de la phase i .

L'équation (A2.2) est tracée sur la Figure A2-1. Le modèle FSG donne une excellente corrélation, et on trouve que la diffusivité massique des gaz se situe entre 10^{-6} et $10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. Pour notre simulation numérique, nous avons gardé la valeur proposée par défaut dans COMSOL ($2 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$) et trouvé qu'elle n'exerçait aucune influence sur la dynamique de détente de la vapeur métallique à cette échelle.

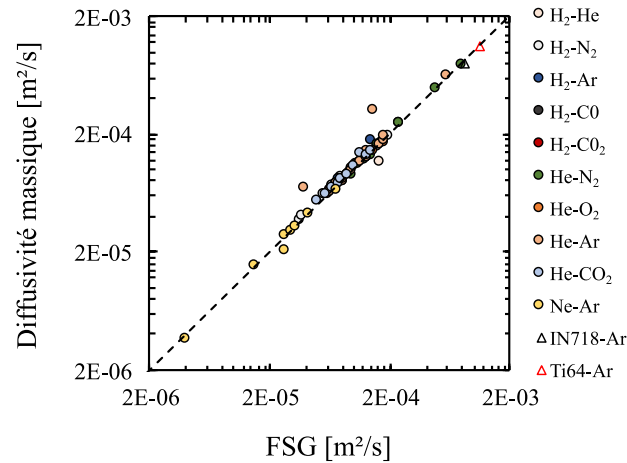


Figure A2-1 Corrélation entre le modèle FSG et la diffusivité massique de quelques mélanges gazeux.

Bibliographie

- [1] K.C. Mills, Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys, Woodhead, Cambridge, 2002.
- [2] K. Zhou, B. Wei, Determination of the thermophysical properties of liquid and solid Ti-6Al-4V alloy, Appl. Phys. A. 122 (2016) 248. <https://doi.org/10.1007/s00339-016-9783-6>.
- [3] Titanium/Aluminium/Vanadium (Ti90/Al6/V4), Goodfellow. (2021). <https://www.goodfellow.com/E/Titanium-Aluminium-Vanadium-Alloy.html> (accessed May 7, 2021).
- [4] W. Tan, N.S. Bailey, Y.C. Shin, Investigation of keyhole plume and molten pool based on a three-dimensional dynamic model with sharp interface formulation, J. Phys. D: Appl. Phys. 46 (2013) 055501. <https://doi.org/10.1088/0022-3727/46/5/055501>.
- [5] S. Pang, X. Chen, J. Zhou, X. Shao, C. Wang, 3D transient multiphase model for keyhole, vapor plume, and weld pool dynamics in laser welding including the ambient pressure effect, Optics and Lasers in Engineering. 74 (2015) 47–58. <https://doi.org/10.1016/j.optlaseng.2015.05.003>.
- [6] G.R. Hunt, T.S. van den Bremer, Classical plume theory: 1937-2010 and beyond, IMA Journal of Applied Mathematics. 76 (2011) 424–448. <https://doi.org/10.1093/imamat/hxq056>.
- [7] E.N. Fuller, P.D. Schettler, J. Calvin. Giddings, A new method for prediction of binary gasphase diffusion coefficients, Ind. Eng. Chem. 58 (1966) 18–27. <https://doi.org/10.1021/ie50677a007>.

Annexe 3 : Maillage de l'ALE « double domaine »

Le maillage de l'ALE double domaine est illustré sur la Figure A3-1, et ses caractéristiques sont détaillées dans le Tableau A3-1.

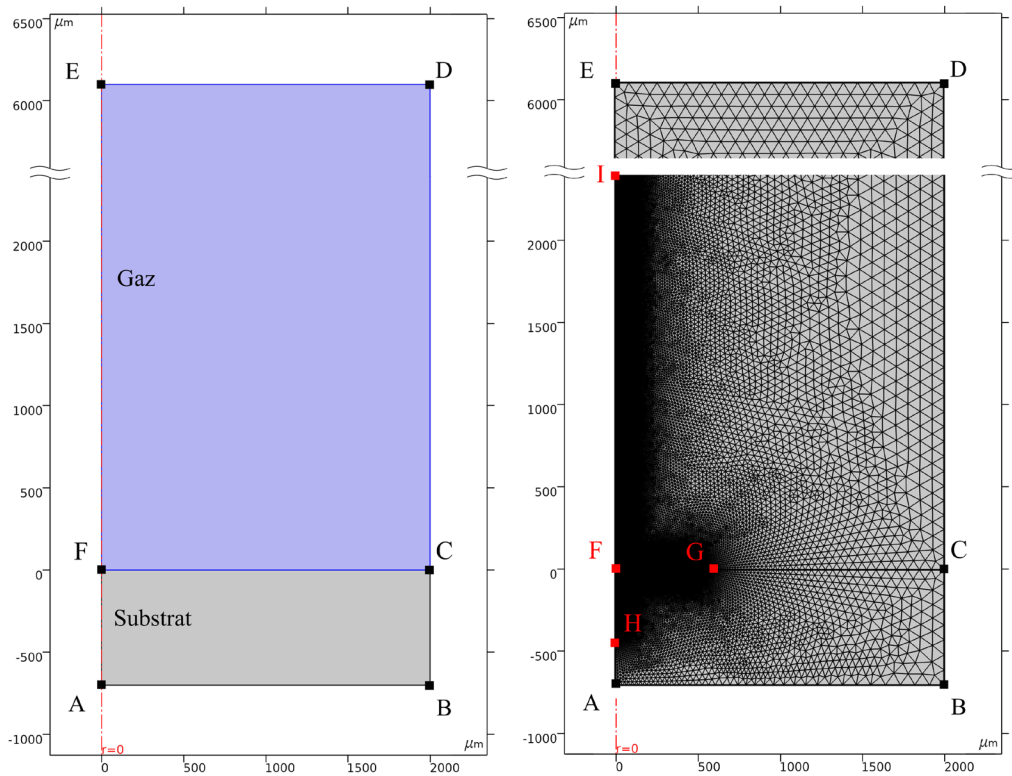


Figure A3-1 Maillage de l'ALE « double domaine ».

Tableau A3-1 Taille des mailles et taux de croissance des éléments.

Segment	Taille de maille [μm]	Taux de croissance
[AB]	-	1,05
[BC]	90 (max.)	1,05
[CD]	90 (max.)	1,05
[DE]	90 (max.)	1,05
[EI]	90 (max.)	1,05
[IF]	2	1,05
[FG]	2	1,05
[GC]	-	1,05
[FH]	2	-
[HA]	-	1,05

Annexe 4 : Réglages de l'interface Level-Set (CEMEF)

Dans le Chapitre 1, nous avons expliqué qu'avec la méthode LS, l'épaisseur d'interface devait être réglée pour trouver un compromis entre la représentativité physique des résultats et la convergence du calcul (cf. paragraphe 1.4.4.2). Outre la discussion sur l'influence du choix de la méthode de suivi d'interface sur les résultats physiques obtenus, les cas tests réalisés avec le CEMEF ont également permis de régler la méthode LS.

Deux aspects ont été étudiés. Le premier concerne la position de la source de chaleur volumique (*i.e.* flux de chaleur « converti » en source volumique via la fonction Dirac) par rapport à l'interface liquide/gaz, à épaisseur d'interface constante. Trois configurations ont été testées et comparées à la solution de référence donnée par le modèle ALE :

- **Cas 1** : la formulation classique, où le flux de chaleur est introduit via la fonction Dirac qui est centrée sur l'interface liquide/gaz (par conséquent, une moitié du terme source est introduite dans le domaine gaz) [Figure A4-1(a)].
- **Cas 2** : une formulation où la fonction Dirac est décalée d'une demi-épaisseur dans le domaine métallique (par conséquent, l'amplitude maximale de la fonction Dirac est située sous la surface du matériau irradié [Figure A4-1(a)]).
- **Cas 3** : une formulation où le flux de chaleur est introduit via un demi-Dirac [Figure A4-1(a)], centré à l'interface liquide/gaz et d'amplitude double par rapport au Dirac classique [équation (A4.1)].

$$\delta_2(\psi) = \begin{cases} 2\delta(\psi), & \psi \leq \epsilon \\ 0, & \psi > \epsilon \end{cases} \quad (\text{A4.1})$$

Les résultats sont illustrés sur la Figure A4-1(d).

Dans le premier cas, la dynamique de chauffe est bien reproduite, mais la température maximale obtenue en régime stationnaire est surestimée de 350 K environ, soit près de 8%. Cela s'explique parce

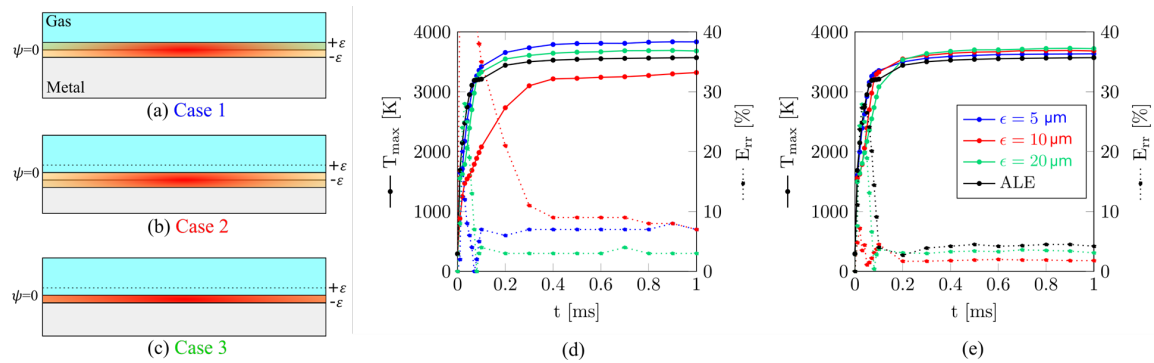


Figure A4-1 Position de la source de chaleur volumique via la méthode LS : (a) Centrée sur l'interface liquide/gaz, (b) décalée d'une $\frac{1}{2}$ épaisseur dans le domaine métallique et (c) demi-Dirac dans le domaine métallique, d'amplitude doublée. (d) Évolutions de la température maximale dans le bain de fusion dans ces trois cas, comparées au cas de référence (*i.e.* modèle ALE) à $\frac{1}{2}$ épaisseur d'interface constante (5 μm). (e) Influence de l'épaisseur d'interface LS sur l'évolution de la température maximale en fonction du temps.

que la moitié de l'énergie est introduite dans une zone dont les propriétés thermophysiques sont proches de celles du gaz. Ensuite dans le deuxième cas, puisque l'amplitude maximale de la fonction Dirac est positionnée sous la surface du matériau, la dynamique de chauffe est erronée. La vitesse de chauffage est pratiquement divisée par deux, et la température obtenue au régime stationnaire est sous-estimée de 300 K. Enfin, le troisième cas ressemble au premier, mais cette fois-ci l'écart de température obtenu en régime stationnaire est réduit à environ 2%.

En somme, on préconise d'utiliser la troisième configuration pour modéliser correctement la fusion laser à l'aide de la méthode LS.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'influence de la demi-épaisseur d'interface LS (dans la configuration 3 donc) sur ce même observable qu'est l'évolution de la température maximale dans le bain [Figure A4-1(d)]. Notez que pour cette étude, le nombre d'éléments dans la demi-épaisseur a été conservé constant pour éliminer l'influence de la taille des mailles sur les résultats.

Comme affirmé précédemment, les résultats donnés par la méthode LS tendent d'autant plus vers les résultats de référence, que l'épaisseur de la demi-interface est faible. Les résultats thermiques obtenus avec $\epsilon = 20 \mu\text{m}$ et $\epsilon = 5 \mu\text{m}$ ne sont pas si différents. Cependant, compte-tenu de l'épaisseur des bains de fusion rencontrés dans les régimes d'interaction de l'étude (quelques microns, voire une dizaine de microns, cf. [Modèle du piston](#)), nous avons opté pour l'épaisseur d'interface la plus fine possible, ici $5 \mu\text{m}$.

Annexe 5 : Modèle de lit de poudre granulaire

À l'origine, ce sujet de thèse avait été conçu pour développer et étudier la pertinence d'un modèle de lit de poudre continu-équivalent, en reprenant et complétant les bases méthodologiques proposées par Dal et *al.* (2016) [1]. C'est ce que nous avons présenté au Chapitre 3. Cependant, nous avons également pris l'initiative, avec Kévin Marchais (I2M), de développer une méthodologie permettant d'exporter la géométrie d'un lit de poudre généré par une simulation DEM (Figure A5-1), vers une simulation thermo-hydrodynamique sous COMSOL Multiphysics®.

La méthodologie est relativement simple, et repose sur l'utilisation d'un programme JAVA®, codé via la fonctionnalité *Application Builder* de COMSOL® – comme nous avons fait pour intégrer un algorithme auto-consistant de ray-tracing (cf. Chapitre 4).

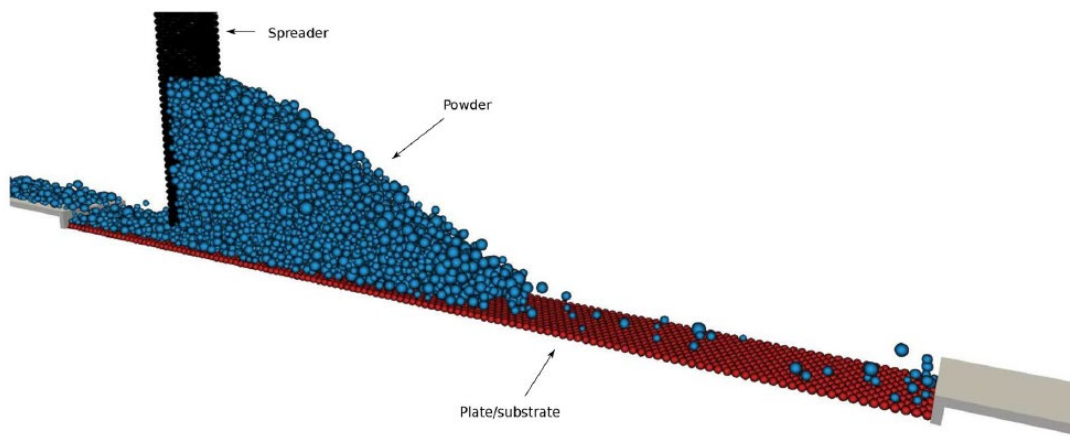


Figure A5-1 Étalement d'un lit de poudre simulé par DEM. Extrait de Marchais et *al.* (2021) [2].

D'abord, un lit de poudre est généré à l'aide du logiciel d'éléments discrets GranOO [3]. Il y a plusieurs façons de faire.

Soit, à la manière du procédé SLM, une masse de poudre est étalée numériquement via un racleur sur un plateau de fabrication qui présente une certaine rugosité (comme illustré sur la Figure A5-1), soit un domaine granulaire est généré par une « pluie » d'éléments discrets (*i.e.* les éléments remplissent un domaine de forme quelconque (parallélépipède, cylindre, *etc.*) en y tombant par gravité).

Dans notre étude de faisabilité, nous avons opté pour la deuxième option, pour que les éléments en contact avec le plateau aient tous pour altitude minimale $z = 0$. En effet, si on avait choisi la première option, les grains auraient été périodiquement décalés par rapport au plan $z = 0$, puisque la rugosité du plateau est elle-même simulée par des éléments discrets¹⁴, que nous ne souhaitons pas introduire dans COMSOL®.

La suite consiste à insérer ces billes dans un domaine géométrique sous COMSOL®. À l'issue de l'étape précédente, nous obtenons donc un fichier sous la forme :

¹⁴ De plus, un étalement sur plateau lisse ne permet pas d'obtenir un lit de poudre homogène (les billes glissent sur le plateau).

0	x_0	y_0	z_0	$R_{p,0}$
1	x_1	y_1	z_1	$R_{p,1}$
2	x_2	y_2	z_2	$R_{p,2}$
3	x_3	y_3	z_3	$R_{p,3}$
...				

Chaque ligne i représente une sphère de rayon $R_{p,i}$, dont les centres ont pour coordonnées (x_i, y_i, z_i) . On peut alors aisément associer à chaque sphère i la fonction :

$$\mathcal{H}(r_i - R_{p,i}) \quad \text{avec} \quad r_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2 + (z - z_i)^2} \quad (\text{A5.1})$$

où $\mathcal{H}(\cdot)$ est une fonction de Heaviside lissée. L'équation (A5.1) permet donc de définir un domaine géométrique dans lequel la valeur 1 est assignée à l'intérieur des sphères et la valeur 0 à l'extérieur de celles-ci. La transition entre 0 et 1 (centrée sur 0,5) matérialise donc la frontière sphère/gaz. Le résultat est illustré sur la Figure A5-2. Aussi, l'intersection des sphères (incontournable en DEM) doit être corrigée (les zones supérieures à 1 valent 1).

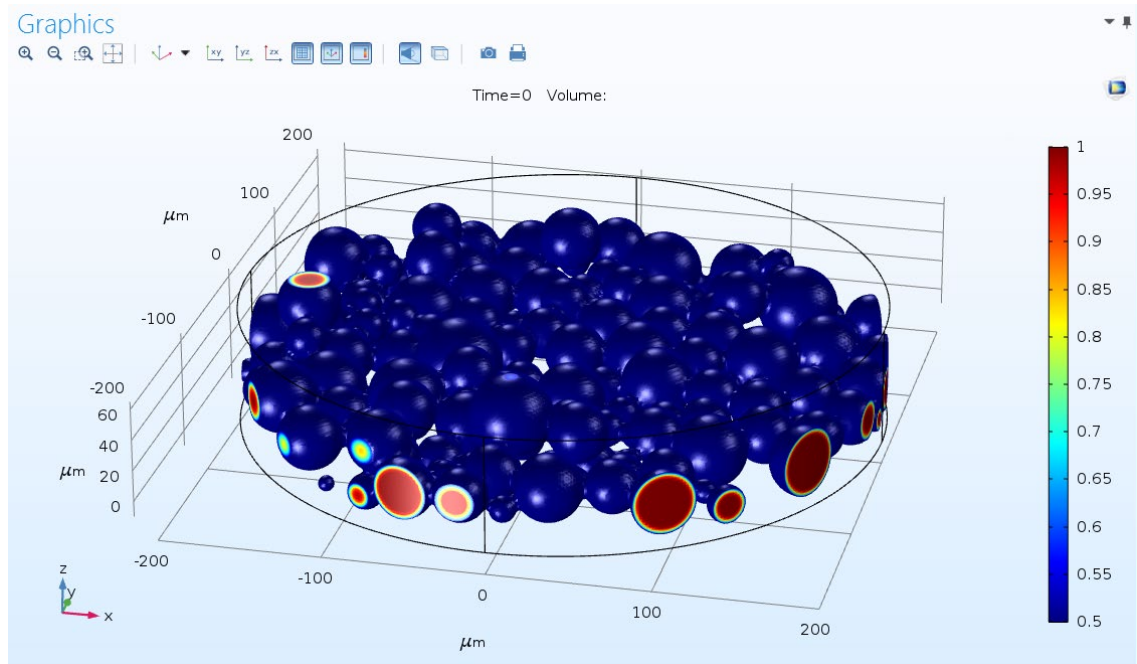


Figure A5-2 Lit de poudre granulaire modélisé à l'aide d'une « méthode » COMSOL®.

L'intérêt de définir les sphères avec une fonction implicite (au lieu de définir un domaine géométrique par sphère), est d'utiliser le champ créé directement comme initialisation d'une méthode de suivi d'interface LS ou PF – la fonction $\mathcal{H}(\cdot)$ peut alors être remplacée par n'importe quelle autre fonction plus adaptée.

Cette méthode a ainsi été reprise, intégrée dans un modèle PF, et présentée par Dal et *al.* (2020) [4] à la conférence COMSOL Europe 2020.

Bibliographie

- [1] M. Dal, P. Peyre, V. Gunenthiram, M. Schneider, A new equivalent approach for additive manufacturing (ALM) numerical simulation, in: International Congress on Applications of Lasers & Electro-Optics, Laser Institute of America, San Diego, California, USA, 2016: p. 1901. <https://doi.org/10.2351/1.5118558>.
- [2] K. Marchais, J. Girardot, C. Metton, I. Iordanoff, A 3D DEM simulation to study the influence of material and process parameters on spreading of metallic powder in additive manufacturing, *Comp. Part. Mech.* (2021). <https://doi.org/10.1007/s40571-020-00380-z>.
- [3] D. André, J.-L. Charles, I. Iordanoff, 3D discrete element workbench for highly dynamic thermo-mechanical analysis, ISTE Ltd. ; John Wiley and Sons Inc, London [England] : Hoboken, NJ, 2015.
- [4] M. Dal, Y. Mayi, K. Marchais, P. Peyre, Powder Consideration For Additive Manufacturing Simulation, in: Proceedings of the COMSOL European Conference 2020, Grenoble, 2020. <https://www.comsol.fr/paper/powder-consideration-for-additive-manufacturing-simulation-95361>.

Annexe 6 : Maillage du modèle de lit de poudre équivalent

Le maillage du modèle de lit de poudre équivalent est illustré sur la Figure A6-1, et ses caractéristiques sont détaillées dans le Tableau A6-1.

Figure A6-1 Maillage du modèle de lit de poudre équivalent.

Tableau A6-1 Tailles des mailles et taux de croissance des éléments.

Segment	Taille de maille [μm]	Taux de croissance
[AB]	25 (max.)	1,05
[BC]	25 (max.)	1,05
[CD]	-	1,05
[DE]	1	-
[EF]	1	-
[FG]	1	-
[GD]	1	-

Annexe 7 : Traitement géométrique du modèle auto-consistent

Stratégie n°1 : utilisation de l’ALE « double domaine »

La première option envisagée est d’utiliser l’ALE « double domaine » (cf. Figure 2-3). Ce choix est naturel puisqu’il s’agit de la configuration développée dans les chapitres précédents. Son avantage, est que l’on peut traiter l’interaction entre le rayonnement laser et le gaz, par exemple en calculant l’indice du gaz en fonction de sa composition locale, via la loi de Gladstone [1]:

$$\frac{n_\lambda - 1}{\rho_g} = cst \quad (4.26)$$

Ce traitement géométrique pose cependant des difficultés liées au maillage. En effet lorsque la pression de recul s’applique sur le bain de fusion, les mailles qui se trouvent d’un côté de l’interface liquide/gaz se compriment, tandis que les mailles qui se situent à l’opposé se dilatent. En régime de *keyhole*, la déformation de l’interface liquide/gaz est très « dynamique » comparée au régime de conduction forcé, si bien la méthode ALE ne gère plus correctement la déformation des mailles qui ont tendance à s’inverser, en particulier côté gaz, provoquant l’arrêt du calcul. On peut bien sûr remailler les domaines liquide et gaz régulièrement pour éviter ce problème. Cependant, si en première approche on souhaitait étudier la dynamique du capillaire sans modéliser la plume de vapeur, alors le domaine gaz deviendrait encombrant puisqu’il faudrait remailler le domaine métallique à cause d’une inversion de maille qui s’opère dans un domaine où aucun champ n’est calculé.

Stratégie n°2 : décomposition des domaines « substrat » et « gaz »

Les limites de l’ALE « double domaine » ont conduit à étudier une nouvelle stratégie dite de « décomposition des domaines », où l’objectif est d’isoler le maillage du domaine métallique de celui du domaine gazeux.

Pour ce faire, le problème thermo-hydrodynamique est résolu dans un domaine métallique seul (Figure A7-1). Au moment de la mise à jour du dépôt d’énergie, les coordonnées des nœuds de l’interface liquide/gaz sont stockées, et utilisées pour construire un deuxième domaine indépendant, dans lequel le problème optique est résolu seul. À la fin de ce dernier, on projette le champ d’irradiance absorbée calculé dans le domaine « gaz » vers le domaine « métal ». Cette opération est répétée à chaque fois que la source de chaleur est mise à jour. Outre la perte de la résolution du jet de vapeur, cette méthode présente deux inconvénients.

Tout d’abord, les erreurs de reconstruction de l’interface liquide/gaz sont possibles voire fréquentes. Plusieurs façons de reconstruire cette interface ont été étudiées. En géométrie 2D axisymétrique, une option possible est de stocker les coordonnées (r, z) des nœuds dans un fichier au format *.TXT qui est lu par COMSOL® lors de la reconstruction de l’interface. Le problème de cette méthode est que lorsque l’interface est verticale (*i.e.* plusieurs nœuds présentant des coordonnées r similaires), alors COMSOL® inverse parfois l’ordre des nœuds. De plus, cette méthode est difficilement

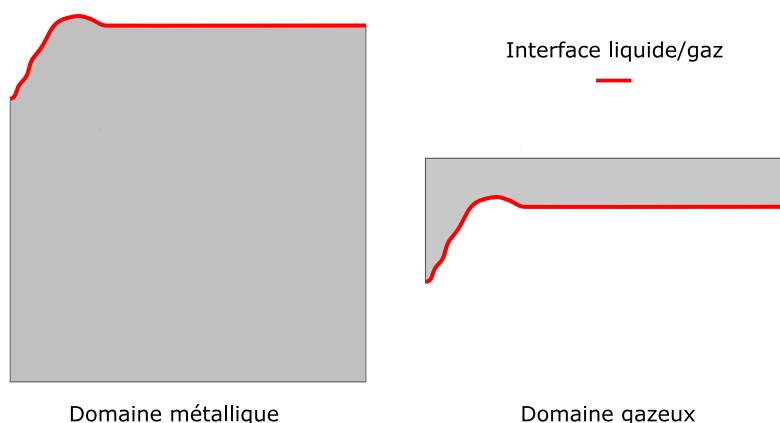


Figure A7-1 Principe de la décomposition des domaines de résolution des problèmes thermo-hydrodynamique et optique.

généralisable à une géométrie en 3D.

Une autre façon de reconstruire l'interface liquide/gaz est d'exporter le domaine métallique au format *.STL et d'utiliser le maillage pour construire le domaine gazeux. Cette fois-ci, on rencontre des erreurs plus classiques de lecture du fichier STL en lui-même. En somme, cette reconstruction de l'interface liquide/gaz doit faire l'objet d'un travail dédié qui a été jugé hors du cadre de cette étude.

L'autre limite de cette méthode est que l'on est susceptible de propager des erreurs numériques lors de la projection du champ d'irradiance absorbée d'une géométrie à l'autre. Donc finalement, cette méthode répond aux limites de la précédente, mais associée à chaque mise à jour du terme source deux occasions de propager des erreurs numériques dans le calcul.

Stratégie n°3 : maillage glissant

La dernière stratégie envisagée était de faire une synthèse entre l'ALE « double domaine » et la « décomposition des domaines », c'est-à-dire d'avoir une interface liquide/gaz commune pour la résolution des problèmes thermo-hydrodynamique et optique (première méthode) mais sans être limité par l'inversion des mailles dans le domaine gazeux (deuxième méthode).

Une solution directe pour répondre à ces deux contraintes serait de supprimer le maillage dans la partie gaz – et finalement revenir à une utilisation plus classique de la méthode ALE. Le problème est que sans maillage, on ne peut plus borner la propagation des rayons dans l'espace – la méthode RT implémentée dans COMSOL ne nécessite pas de maillage dans le domaine de propagation des rayons [2], mais il lui faut au moins des interfaces maillées qui bornent ce domaine.

Pour lever ces contradictions, on utilise un maillage glissant (Figure A7-2). On définit d'abord un cadre (lignes rouges) qui borne la propagation des rayons. Le maillage de ce cadre est fixe. À l'intérieur, on intègre un domaine métallique (secteur bleu) dans lequel est résolu le problème thermo-hydrodynamique avec gestion de l'interface libre. Aux frontières de ce domaine, les nœuds ne coïncident pas avec ceux du cadre rouge ; ils ne sont pas solidaires. En conséquence, l'interface liquide/gaz est libre de « glisser » sur le cadre rouge. En pratique donc, les rayons ne se propagent que dans un secteur délimité par les frontières supérieures et latérales du cadre rouge, et l'interface liquide/gaz. Cependant, comme avec la deuxième stratégie, on perd le couplage possible entre la

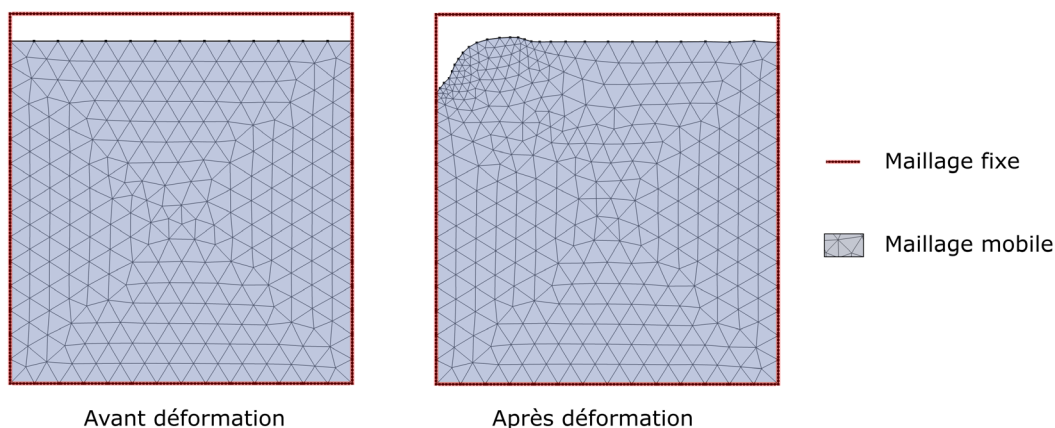


Figure A7-2 Principe du maillage glissant. Inspiré de [3].

plume de vapeur et le rayonnement laser.

Dans le manuscrit, la méthode ALE « double domaine » est utilisée pour étudier les problèmes thermo-hydrodynamiques sans RT, tandis que la méthode du maillage glissant traite le régime de *keyhole*, sans décrire la plume de vapeur.

Bibliographie

- [1] G.S. Settles, Schlieren and shadowgraph techniques: visualizing phenomena in transparent media, Softcover reprint of the hardcover 1st edition 2001, Springer, Berlin Heidelberg, 2001.
- [2] W. Frei, Deformed Mesh Interfaces: Rotations and Linear Translations, COMSOL Blog. (2015). <https://www.comsol.com/blogs/deformed-mesh-interfaces-rotations-and-linear-translations>.
- [3] C. Boucher, Using the New Ray Tracing Algorithm in COMSOL Multiphysics® 5.2a, COMSOL Blog. (2016). <https://www.comsol.com/blogs/using-the-new-ray-tracing-algorithm-in-comsol-multiphysics-5-2a>.

Annexe 8 : Études de sensibilité du modèle auto-consistent

Sensibilité à l'absorbance normale

Au Chapitre 2, nous avons montré que le modèle numérique était très sensible à l'absorbance normale du matériau. Nous avons alors suggéré qu'il était d'autant plus important de mesurer ou de calibrer ce paramètre, que la nature du phénomène d'absorption était modifiée par le mécanisme de piégeage de faisceau (cf. paragraphe 2.4.4). Pour vérifier cette hypothèse, on compare donc en Figure A8-1, les dynamiques de pénétration du capillaire de vapeur dans la configuration de Cunningham et al. [1] (*i.e.* Ti-6Al4V, $D_L = 140 \mu\text{m}$, $P_L = 156 \text{ W}$), lorsque l'absorbance normale A_0 du matériau varie de $\pm 10\%$ ($A_0 = 0,33$).

Le résultat est sans équivoque. En réduisant l'absorbance normale de 10%, la puissance absorbée n'est pas suffisante pour passer du mode de conduction forcée au mode keyhole. Au-delà de commettre une erreur sur les dimensions du bain de fusion, on ne prévoit plus l'occurrence du régime de keyhole. De même, lorsque l'absorbance apparente est augmentée de 10%, on surestime la dynamique de pénétration du capillaire de vapeur. La transition conduction forcée-keyhole est prévue plus de 500 μs trop tôt ; 450 μs après le début du tir contre environ 1000 μs expérimentalement.

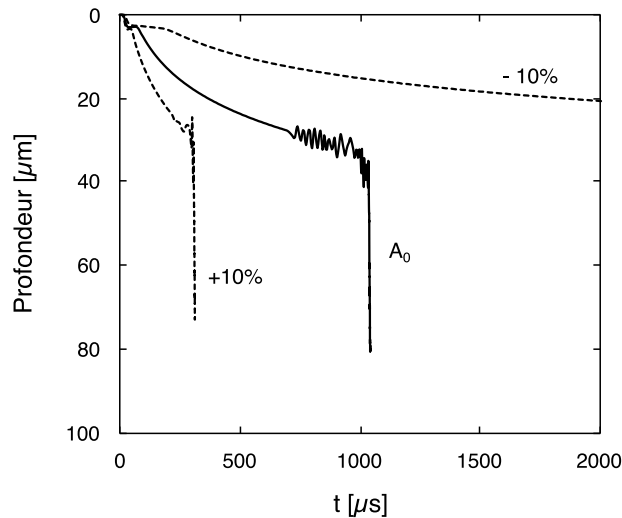


Figure A8-1 Sensibilité de la dynamique de formation du keyhole à une variation de $\pm 10\%$ de l'absorbance normale ($A_0 = 0,33$).

Ce résultat permet de réinsister sur l'importance qu'il y a à mesurer l'absorbance normale des alliages métalliques, de préférence en fonction de la température, ou à défaut, de calibrer le modèle dans une configuration de tir statique, et de réutiliser la valeur de A_0 trouvée dans une simulation de monocordon (ce que nous avons fait au Chapitre 5).

Sensibilité au pas angulaire

La calibration de l'absorbance normale a été effectuée avec un pas angulaire $\Delta\alpha_{max}$ de mise à jour de l'irradiance laser valant 10° . Nous devons donc étudier dans quelle mesure la détection du seuil de keyhole est sensible à cette hypothèse. La simulation précédente est donc réalisée en faisant varier $\Delta\alpha_{max}$ entre 20° et 1° , en supposant que cette dernière configuration donne le résultat de référence (*i.e.* pas angulaire « infiniment fin »). On conserve $A_0 = 0,33$.

D'abord, on trouve que le pas angulaire de mise à jour de l'irradiance laser n'exerce aucune influence sur la dynamique de pénétration du capillaire. En revanche, l'instant de franchissement du seuil de keyhole t_{th} est sensible à ce paramètre numérique.

On calcule donc ensuite pour chaque cas, l'erreur quadratique sur t_{th} , que l'on trace sur la Figure A8-2 en fonction du pas angulaire. On trouve d'une part que l'erreur converge (validant ainsi le modèle basé sur un pas angulaire plutôt que sur un pas temporel), et d'autre part, que la détection du seuil de keyhole est moins sensible au pas angulaire qu'à l'absorbance normale. Pour gagner du temps de calcul, on peut donc ici doubler le pas angulaire (passer de 10° à 20°) sans pénaliser la représentativité du modèle physique (on conservant $A_0 = 0,33$, t_{th} passe alors de $1037 \mu\text{s}$ à $910 \mu\text{s}$ respectivement). C'est ce que nous avons fait pour le modèle 3D.

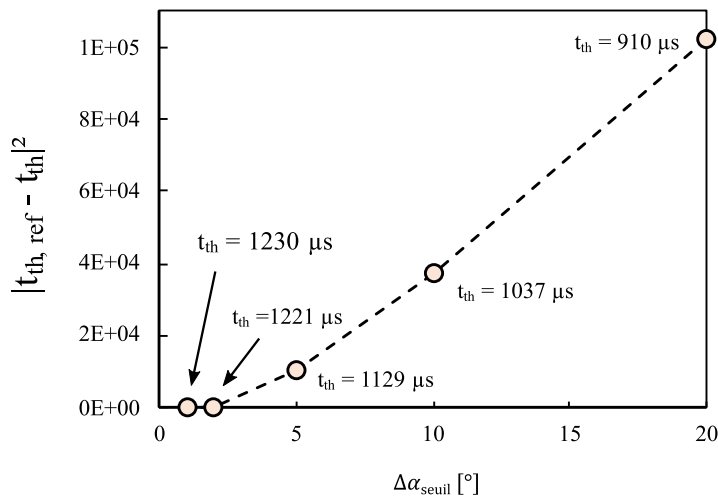


Figure A8-2 Graphique de convergence du seuil de keyhole (instant de transition conduction forcée/keyhole) en configuration de tir statique.

Bibliographie

- [1] R. Cunningham, C. Zhao, N. Parab, C. Kantzos, J. Pauza, K. Fezzaa, T. Sun, A.D. Rollett, Keyhole threshold and morphology in laser melting revealed by ultrahigh-speed x-ray imaging, *Science*. 363 (2019) 849–852. <https://doi.org/10.1126/science.aav4687>.

Annexe 9 : Expériences de pyrométrie 2D monobande

Principes de la pyrométrie 2D monobande

Pour comprendre la technique de pyrométrie 2D monobande, il faut repartir de la loi de Planck (ou loi de pouvoir émissif du corps noir) qui exprime la distribution spectrale de la luminance d'un corps noir à température T (Figure A9-1) :

$$L_{\lambda,B}(\lambda, T) = \frac{2hc_0^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp\left(\frac{hc}{k_B\lambda T}\right) - 1} \quad (\text{A9.1})$$

où λ est la longueur d'onde du rayonnement émis, h est la constante de Planck, c_0 est la célérité de la lumière et k_B est la constante de Boltzmann.

Le signal acquis par la caméra rapide est mesuré en niveaux de gris N_g , et s'exprime comme une fonction de la luminance $L_B(T)$ du corps noir, de l'émissivité ε de la surface émissive sur l'intervalle de longueur d'onde considéré, et du temps d'intégration τ de la caméra :

$$N_g = f(\varepsilon L_B(T), \tau) \quad (\text{A9.2})$$

où $\varepsilon L_B(T)$ représente la luminance du corps gris. La luminance $L_B(T)$ vaut quant à elle l'intégrale de la luminance spectrale, sur l'intervalle de longueur d'onde sur lequel le signal est filtré (aire hachurée sur la Figure A9-1) :

$$L_B(T) = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} L_{\lambda,B}(\lambda, T) d\lambda \quad (\text{A9.3})$$

Grace à l'équation (A9.2), on comprend donc deux points fondamentaux. Premièrement, l'enjeu de la pyrométrie 2D monobande est d'étalonner la caméra rapide de façon à associer à tout niveau

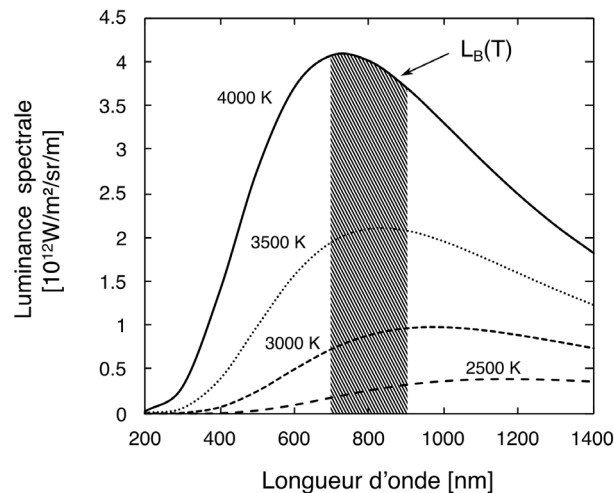


Figure A9-1 Loi de Planck pour différentes températures du corps noir.

de gris N_g , un couple (ε, T) . Plusieurs méthodes existent, comme l'utilisation d'une lampe à filament de tungstène étalonnée [1] (dont on connaît l'émissivité et l'évolution de la résistivité en fonction de la température) ou la fusion de corps purs (dont on connaît l'émissivité et le point de fusion) [2]. Nous avons opté pour cette dernière méthode.

Deuxièmement, l'équation (A9.2) présente deux inconnues, à savoir l'émissivité, souvent mal connue pour les alliages métalliques contrairement à celle des métaux purs, et la température, que l'on cherche à mesurer. Toute variation de niveau de gris détectée par la caméra rapide peut donc être le résultat d'une variation d'émissivité, de température, ou des deux à la fois. Durant la campagne expérimentale, nous serons donc obligés de formuler des hypothèses soit sur la température, soit sur l'émissivité.

Étalonnage de la caméra rapide

Pour exploiter les données mesurées par la caméra rapide, nous avons étalonné cette dernière à l'aide de la méthode de la fusion des corps purs dont un exemple est illustré sur la Figure A9-2. Il s'agit du refroidissement d'un impact laser réalisé sur un barreau de nickel pur. Le principe est le suivant.

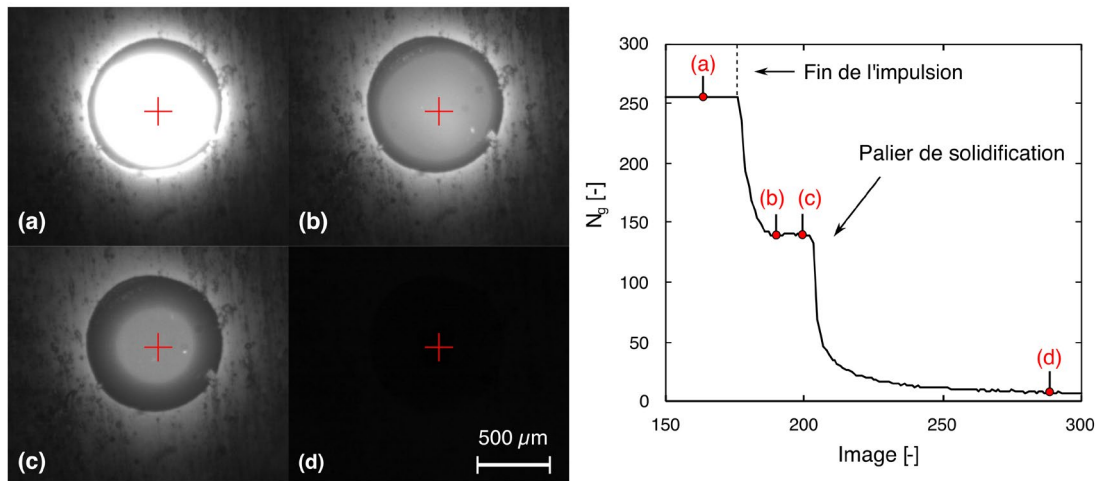


Figure A9-2 Impact laser sur un barreau de nickel pur au cours de l'étape d'étalonnage (fréquence d'acquisition : 3000 img/s ; temps d'intégration : 1/3000 s). (a) Barreau irradié, $N_g = 255$. (b)-(c) Plateau de solidification, le niveau de gris correspondant est associé au couple (ε, T_f) du nickel pur. (d) Refroidissement à l'état solide.

Lorsque le barreau de nickel est irradié, la température du bain de fusion est largement supérieure à la température de fusion T_f du nickel (et même supérieure à son point d'ébullition à pression atmosphérique, comme on a vu dans les chapitres précédents), si que bien l'image renvoyée est saturée. Le niveau de gris correspondant vaut donc $N_g = 255$ (*i.e.* sur 8 bits). Ensuite, lorsque l'impulsion est interrompue, le bain de fusion refroidit jusqu'à atteindre la température de fusion. La solidification d'un corps pur étant un processus isotherme, l'énergie radiative et le niveau de gris mesuré par la caméra rapide sont constants – d'où le plateau de solidification visible sur la Figure A9-2. On associe donc à ce niveau de gris le couple (ε, T_f) , l'émissivité et la température de fusion des corps purs étant relativement bien documentés. Enfin, passé ce plateau, le métal refroidit à l'état solide et le niveau

Tableau A9-1 Propriétés des métaux purs utilisés pour l'étalonnage de la caméra rapide.

Métal	Longueur d'onde [nm]	Température de fusion [K]	Émissivité normale [-]	Référence
Nickel	812	1729	0,338	[3]
Fer	811	1811	0,328	[4]
Vanadium	809	2201	0,329	[5]
Niobium	809	2749	0,319	[6]

de gris vu par la caméra rapide tend vers 0. On constate en fait que ce dernier n'est pas tout à fait nul, et tend vers une valeur résiduelle comprise entre 0 et 5, qui correspond à un bruit de fond.

L'exemple de la Figure A9-2 ne donne qu'un seul point. Pour constituer la courbe d'étalonnage, on reproduit cette opération avec différents temps d'intégration et pour différents matériaux, de façon à balayer la plus large plage de niveaux de gris possible. La validité de la courbe d'étalonnage est alors bornée par l'étendue des températures de fusion. Les matériaux sélectionnés pour compléter la procédure, leur émissivité normale et température de fusion sont résumés dans le Tableau A9-1. La courbe d'étalonnage ainsi construite est tracée sur la Figure A9-3. Sur l'intervalle [1729 K ; 2749 K], et pour la plage de temps d'intégrations investiguée (entre 1/80000 s et 1/3000 s), le niveau de gris mesuré par la caméra rapide suit une évolution affine avec la variable notée X :

$$N_g = AX + B \quad (\text{A9.4})$$

avec $A = 2933$, $B = 2,33$ et où X représente la quantité d'énergie captée par la caméra [2] :

$$X = \varepsilon L_B(T_f)\tau \quad (\text{A9.5})$$

La valeur de l'ordonnée à l'origine est cohérente avec le bruit de fond identifié précédent.

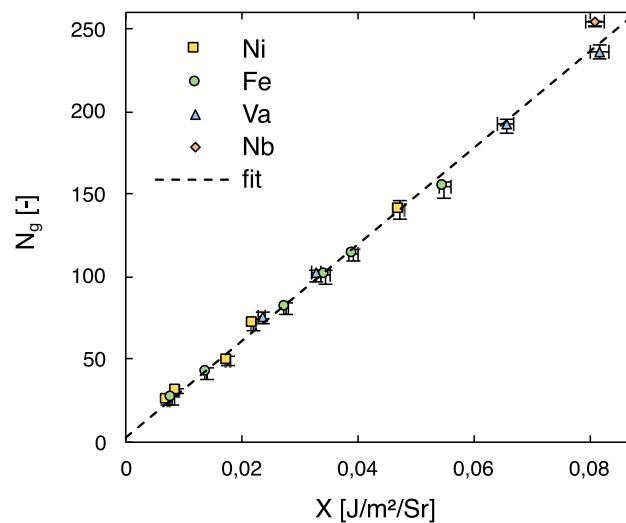


Figure A9-3 Loi d'étalonnage de la caméra rapide. Les barres d'erreur verticales correspondent à N_g^{min} et N_g^{max} , et les barres horizontales correspondent à une incertitude de $\pm 2\%$ sur l'émissivité des corps purs.

Procédure de post-traitement

Pour exploiter les images de lignes de fusion filmées par caméra rapide, on explicite les équations (A9.4) et (A9.5). Pour cela, on approxime d'abord la luminance du corps noir par la loi des trapèzes :

$$L_B(T) \approx \Delta\lambda L_{\lambda,B}(\lambda_m, T) \quad (\text{A9.6})$$

avec $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ et $\lambda_m = (\lambda_1 + \lambda_2)/2$. Ensuite, en injectant les équations (A9.5) et (A9.6) dans l'équation (A9.4), on déduit l'expression de la température dite « vraie » (celle du corps gris) :

$$T_{vraie} = \frac{hc}{\lambda_m k_B} \ln^{-1} \left[A \frac{2hc^2}{\lambda_m^5} \frac{\varepsilon\tau\Delta\lambda}{N_g - B} + 1 \right] \quad (\text{A9.7})$$

et celle de la température dite « radiative » (celle du corps noir équivalent, *i.e.* $\varepsilon = 1$) :

$$T_{rad} = \frac{hc}{\lambda_m k_B} \ln^{-1} \left[A \frac{2hc^2}{\lambda_m^5} \frac{\tau\Delta\lambda}{N_g - B} + 1 \right] \quad (\text{A9.8})$$

Ensuite, comme expliqué plus haut, la question est de savoir comment fixer l'une ou l'autre des inconnues, l'émissivité ou la température, dans l'équation (A9.7). On applique pour cela la procédure recommandée par Lane et *al.* (2020) [7] :

- 1) On sélectionne l'image de bain de fusion que l'on souhaite post-traiter.
- 2) On lui applique la loi d'étalonnage (A9.8) en supposant qu'il s'agit d'un corps noir.
- 3) On trace le profil de température $T_{rad} = f(x)$ le long de la ligne centrale du bain de fusion.
- 4) On repère le point de solidification et le niveau de gris associé, en calculant le point d'inflexion du profil de température au voisinage du plateau de solidification.
- 5) On calcule l'émissivité normale via l'équation (A9.7), en prenant le niveau de gris repéré à l'étape 4, et en posant $T_{vraie} = T_{sol}$.
- 6) On applique la loi d'étalonnage (A9.7) sur l'image sélectionnée à l'étape 1, avec l'émissivité approximative calculée à l'étape 5.

On reproduit cette procédure sur dix images par condition paramétrique, pour estimer l'émissivité normale moyenne des alliages étudiés à $\lambda_m = 800$ nm et à $T = T_{sol}$.

Calcul des émissivités

Un exemple d'image de bain de fusion obtenu en vision coaxiale a été montré précédemment sur la Figure 5-10. Le centre de la zone d'interaction est saturé (*i.e.* $N_g = 255$), ce qui se traduit par un écrêtage du profil de température.

En appliquant la procédure de post-traitement expliquée dans le paragraphe précédent, on calcul

les émissivités normales de l'IN625 et du Ti64 qui figurent dans le Tableau A9-2. Les niveaux de gris mesurés à τ donné y sont également indiqués.

Tableau A9-2 Émissivités normales de l'IN625 et du Ti64 ($\lambda_m = 800$ nm, $T = T_{sol}$), et niveau de gris associés, calculées à partir des expériences de lignes de fusion.

Matériau	T_{sol} [K]	Vitesse [mm · s ⁻¹]	N_g	Émissivité [-]
IN625	1563	700	$36,5 \pm 1,7^a$	$0,679 \pm 0,034$
		1000	$35,1 \pm 3,4^a$	$0,650 \pm 0,068$
Ti64	1878	700	$107,1 \pm 4,4^b$	$0,597 \pm 0,025$
		1000	$94,8 \pm 2,0^b$	$0,527 \pm 0,012$

^a $\tau = 1/8000$ s ^b $\tau = 1/16000$ s

De manière générale, on remarque tout d'abord que les expériences sont assez répétables, puisque la dispersion des niveaux de gris et des émissivités s'étend entre 2% et 10%, ce qui correspond à des erreurs de mesure (avec un intervalle de confiance de 90%) de 1% et 4% respectivement.

On constate deuxièmement qu'à matériau et conditions d'observations donnés, le niveau de gris associé au point de solidification diminue lorsque la vitesse de balayage augmente – diminution qui se répercute logiquement sur le calcul de l'émissivité normale. Cette diminution n'est pas significative pour l'IN625 (car elle est comprise dans la marge d'erreur) mais elle l'est davantage pour le Ti64. À luminance donnée, que le niveau de gris mesuré diminue à haute vitesse signifie que la température au point de mesure est plus faible. Cela est cohérent avec le fait que la température du solidus diminue lorsque la vitesse de refroidissement augmente : c'est le phénomène de surfusion.

À notre connaissance, ce phénomène n'a pas été expérimentalement quantifié en SLM pour les deux matériaux d'étude. Coleman et *al.* (2020) [8] suggèrent qu'un calcul thermodynamique de la solidification basé sur le modèle de Gulliver-Scheil (*i.e.* équilibre thermodynamique à l'interface solide/liquide, pas de diffusion solutale dans le solide et diffusion instantanée dans le liquide [9]) donne une bonne approximation de la surfusion observée au cours d'une solidification rapide (type soudage ou SLM). Ils citent à cet égard le calcul de Hu et *al.* (2017) [10] qui estiment une surfusion de l'ordre de 10^2 K pour l'IN625 en SLM.

Cependant, en utilisant un solidus 100 K inférieur, on calcul avec l'équation (A9.7) une émissivité normale spectrale de l'IN625 supérieure à 1, impossible physiquement. Cela pose donc la question de la représentativité de cette estimation, mais aussi celle de la validité de l'hypothèse « point d'inflexion = T_{sol} ».

Ensuite, afin de valider ces valeurs calculées, on les compare à des données extraites de la littérature (Tableau A9-3).

Premièrement, on dispose des mesures d'émissivité de l'IN625 publiées par Lane et *al.* [7], qui ont été réalisées dans le cadre d'une étude de fusion laser sur pleine tôle similaire à la nôtre. On constate que l'émissivité moyenne que nous calculons est comparable à leur estimation faite avec les mêmes hypothèses (en particulier « point d'inflexion = T_{sol} »). L'écart de 10% peut s'expliquer par la différence d'angle d'observation. Lane et *al.* [7] observent les bains de fusion avec un angle de 24° par rapport à l'axe vertical, ils trouvent donc nécessairement une émissivité moyenne inférieure à la nôtre.

Tableau A9-3 Comparaison des émissivités normales spectrales de l'IN625 et du Ti64 calculées à partir des expériences de lignes de fusion, à des données provenant de la littérature.

Matériau	Référence	Longueur d'onde [nm]	Température [K]	Inclinaison* [°]	Émissivité [-]
IN625	[7]	850 ± 20	1563	24	0,605 ± 0,056 ^a
	Ce travail	800 ± 20	1563	0	0,665 ± 0,055 ^b
Ti64	[11]	650	1878	0	0,54 ^c
	[12]	665	1878	0	0,52 ^c
	[13]	900	1878	0	0,48 ^c
	[14]	960	1878	0	0,62 ^c
	Ce travail	800 ± 20	1878	0	0,562 ± 0,041 ^b

* Par rapport à la normale à la surface de l'échantillon.

^a Calculés à partir de 9 échantillons, toutes paramétries confondues.

^b Calculés à partir de 20 échantillons, toutes paramétries confondues.

^c Extrapolation linéaire.

Deuxièmement, on compile sur la Figure A9-4, les données publiées par Touloukian et DeWitt (1970) [11], Betz et al. (1956) [12], Milošević et Aleksić (2012) [13], et Pagan et al. (2016) [14], qui sont des mesures de l'émissivité normale spectrale du Ti64 solide en fonction de la température à 650 nm, 665 nm, 900 nm et 960 nm respectivement. On y ajoute l'interpolation linéaire proposée par Boivineau et al. (2006) [15] pour l'émissivité normale à 684,5 nm du Ti64 liquide ($T > 1928$ K). Les valeurs reportées à titre indicatif dans le Tableau A9-3 sont des extrapolations linéaires à 1878 K.

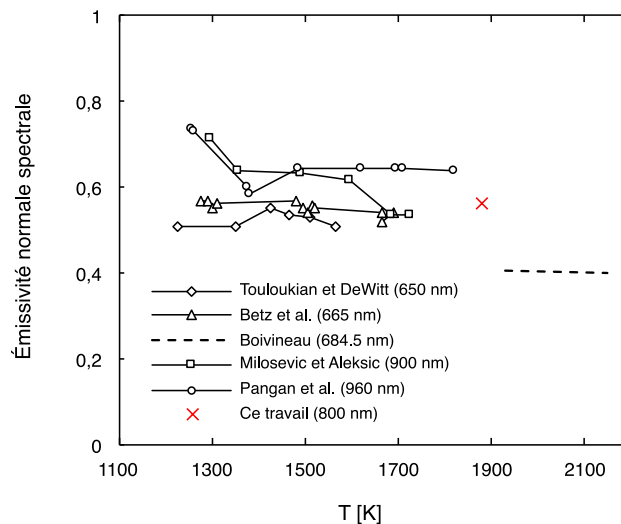


Figure A9-4 Émissivité normale spectrale du Ti64 d'après plusieurs sources bibliographiques.

À ~ 650 nm, l'émissivité normale du Ti64 est quasi-constante dans chaque phase (avec une légère décroissance de l'ordre de 10^{-5} K^{-1}). Elle chute au changement de phase, passant de ~ 0,55 à ~ 0,4. Ensuite, à ~ 900 nm, l'émissivité normale du Ti64 est en moyenne supérieure à celle mesurée à ~ 650 nm. Les données de Pagan et al. [14] montrent une décroissance moyenne de l'ordre de 10^{-5} K^{-1} (comme les deux auteurs précédents), tandis que Milošević et Aleksić [13] mesurent une décroissance moyenne

dix fois plus rapide. Si l'on admet une décroissance de l'ordre 10^{-5} K^{-1} , alors en prenant une émissivité constante sur la température, on commet une erreur sur l'émissivité de l'ordre de 0,015 (*i.e.* $1500 \text{ K} \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$), soit 2% à 3% dans le cas du Ti64.

Quant à notre estimation faite à $\lambda_m = 800 \text{ nm}$ et $T_{sol} = 1878 \text{ K}$, elle semble en accord avec les valeurs présentées plus haut. Notez que, si le calcul est réalisé en supposant que le point d'inflexion du profil de température correspond plutôt au liquidus ($T_{liq} = 1923$ [16]), alors on trouve une valeur moyenne de $\sim 0,42$, qui concorde également avec les mesures de Boivineau *et al.* [15].

Calcul d'incertitudes

On renverse l'équation (A9.7) afin d'exprimer l'émissivité en fonction des autres paramètres du problème :

$$\varepsilon = \frac{\lambda_0^5}{2hc^2} \frac{N_g - B}{A\Delta\lambda} \left[\exp\left(\frac{hc}{k_B\lambda_0 T}\right) - 1 \right] \quad (\text{A9.9})$$

Ensuite, en posant $\tilde{N}_g = N_g - B$, $K_1 = \frac{\lambda_0^5}{\Delta\lambda 2hc^2}$ et $K_2 = \frac{hc}{k_B\lambda_0}$, on simplifie l'équation (A9.9) :

$$\varepsilon = K_1 \frac{\tilde{N}_g}{A} \left[\exp\left(\frac{K_2}{T}\right) - 1 \right] \quad (\text{A9.10})$$

On compte donc trois sources d'incertitudes. Il y a le coefficient A (provenant de la courbe d'étalonnage), le niveau de gris mesuré N_g et l'hypothèse formulée sur le point d'inflexion T du profil de température. On estime donc la contribution de chaque composante par la loi de propagation des incertitudes :

$$\Delta\varepsilon|_{x_{j \neq i}} = \sum_i \left| \frac{\partial f}{\partial x_i} \right| \Delta x_i \quad (\text{A9.11})$$

On trouve après dérivation et factorisation :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \Big|_{\tilde{N}_g, T} = \frac{\Delta A}{A} \\ \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \Big|_{A, T} = \frac{\Delta N_g}{\tilde{N}_g} \\ \frac{\Delta\varepsilon}{\varepsilon} \Big|_{\tilde{N}_g, A} = \frac{\Delta T}{T^2} \cdot \left| K_2 \left(1 + \frac{K_1 \tilde{N}_g}{\varepsilon A} \right) \right| \end{array} \right. \quad (\text{A9.12})$$

On estime l'incertitude relative sur A à 5,6% (en calculant les pentes maximale et minimale de la loi d'étalonnage). Ensuite, l'incertitude absolue sur le niveau de gris mesuré est égale à 2 en moyenne. Enfin, on prend arbitrairement une incertitude sur le point d'inflexion de 50 K, ce qui représente pour nos deux alliages une incertitude relative sur la température de solidus de l'ordre de 3%. On présente

ensuite deux scenarii, l'un avec l'IN625 (Tableau A9-4), l'autre avec le Ti64 (Tableau A9-5).

Tableau A9-4 Calcul des incertitudes relatives sur l'émissivité normale de l'IN625 à $\lambda_m = 800$ nm et $T_{sol} = 1563$ K, avec $\varepsilon = 0,650$ et $N_g = 35$.

Incertitudes relatives	$\frac{\Delta A}{A}$	$\frac{\Delta N_g}{\tilde{N}_g}$	$\frac{\Delta T}{T_{sol}}$
		5,6%	6,1%
$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}$	5,6%	6,1%	37%

Tableau A9-5 Calcul des incertitudes relatives sur l'émissivité normale du Ti64 à $\lambda_m = 800$ nm et $T_{sol} = 1878$ K, avec $\varepsilon = 0,527$ et $N_g = 95$.

Incertitudes relatives	$\frac{\Delta A}{A}$	$\frac{\Delta N_g}{\tilde{N}_g}$	$\frac{\Delta T}{T_{sol}}$
		5,6%	2,1%
$\frac{\Delta \varepsilon}{\varepsilon}$	5,6%	2,1%	25%

On remarque premièrement, l'incertitude sur A est indépendante du matériau utilisé. Cela est logique puisque la droite d'étalonnage est calculée en amont, indépendamment des lignes de fusion. Sa contribution de 5,6% est relativement faible, comparable aux erreurs de mesure.

Deuxièmement, l'incertitude sur N_g dépend cette fois-ci du matériau d'étude, et est d'autant plus faible que le niveau de gris est élevé. Pour minimiser cette erreur, on conseille donc de choisir un temps d'intégration τ le plus grand possible, de façon à maximiser N_g . Là encore, sa contribution est relativement faible.

Troisièmement, on note que c'est l'hypothèse formulée sur le point d'inflexion du profil de température qui pèse le plus dans les incertitudes de calcul de l'émissivité. Une incertitude de 3% sur la température donne une incertitude de l'ordre de 30% l'émissivité. Les équations (A9.7) et (A9.10) étant monotones, on peut également prendre le problème dans l'autre sens : une erreur importante de l'émissivité induit une erreur relativement faible sur la température. Donc, si en suivant les recommandations de Lane et *al.* [7] on estime une valeur correcte de l'émissivité – ce qui semble être le cas d'après les données de la littérature –, alors l'erreur commise sur la température mesurée devrait être faible. Cette dernière engloberait d'ailleurs l'erreur commise en supposant que l'émissivité est indépendante de la température.

Bibliographie

- [1] R. Monier, F. Thumerel, J. Chapuis, F. Soulié, C. Bordreuil, Liquid metals surface temperature fields measurements with a two-colour pyrometer, *Measurement*. 101 (2017) 72–80. <https://doi.org/10.1016/j.measurement.2016.12.031>.
- [2] M. Muller, Étude du processus d'initiation par laser de la combustion d'un alliage métallique sous atmosphère d'oxygène, École Nationale Supérieure de Mécanique et d'Aérotechnique - Poitiers, 2013. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00819759>.

- [3] E. Kaschnitz, J.L. McClure, A. Cezairliyan, Radiance Temperatures (in the Wavelength Range 530 to 1500 nm) of Nickel at Its Melting Point by a Pulse-Heating Technique, *Int J Thermophys.* 19 (1998) 1637–1646. <https://doi.org/10.1007/BF03344915>.
- [4] E. Kaschnitz, J. McClure, A. Cezairliyan, Radiance temperatures (in the wavelength range 500–1500nm) of iron and cobalt at their melting points by a pulse-heating technique, *High Temp.-High Press.* 29 (1997) 103–111. <https://doi.org/10.1068/htec57>.
- [5] J.L. McClure, A. Cezairliyan, Radiance temperatures (in the wavelength range 525 to 906 nm) of vanadium at its melting point by a pulse-heating technique, *Int J Thermophys.* 18 (1997) 291–302. <https://doi.org/10.1007/BF02575212>.
- [6] A. Cezairliyan, A.P. Müller, Radiance temperatures (in the wavelength range 522–906 nm) of niobium at its melting point by a pulse-heating technique, *Int J Thermophys.* 13 (1992) 39–55. <https://doi.org/10.1007/BF00503354>.
- [7] B. Lane, J. Heigel, R. Ricker, I. Zhirnov, V. Khromschenko, J. Weaver, T. Phan, M. Stoudt, S. Mekhontsev, L. Levine, Measurements of Melt Pool Geometry and Cooling Rates of Individual Laser Traces on IN625 Bare Plates, *Integr Mater Manuf Innov.* 9 (2020) 16–30. <https://doi.org/10.1007/s40192-020-00169-1>.
- [8] J. Coleman, A. Plotkowski, B. Stump, N. Raghavan, A.S. Sabau, M.J.M. Krane, J. Heigel, R.E. Ricker, L. Levine, S.S. Babu, Sensitivity of Thermal Predictions to Uncertain Surface Tension Data in Laser Additive Manufacturing, *Journal of Heat Transfer.* 142 (2020) 122201. <https://doi.org/10.1115/1.4047916>.
- [9] W. Kurz, D.J. Fisher, *Fundamentals of solidification*, 3. rev. ed., reprinted, Trans Tech Publ, Aedermannsdorf, 1992.
- [10] Y.L. Hu, X. Lin, X.B. Yu, J.J. Xu, M. Lei, W.D. Huang, Effect of Ti addition on cracking and microhardness of Inconel 625 during the laser solid forming processing, *Journal of Alloys and Compounds.* 711 (2017) 267–277. <https://doi.org/10.1016/j.jallcom.2017.03.355>.
- [11] Y.S. Touloukian, D.P. DeWitt, *Thermal Radiative Properties*, Springer US, Boston, MA, 1970. <https://doi.org/10.1007/978-1-4757-6833-6>.
- [12] H.T. Betz, O.H. Olson, B.D. Schurin, J.C. Morris, Determination of emissivity and reflectivity data on aircraft structural materials, WADC TR 56-222, Pt. II. Contract AF 33(616)-3002, Task 73603, United States, 1956.
- [13] N. Milošević, I. Aleksić, Thermophysical properties of solid phase Ti-6Al-4V alloy over a wide temperature range, *International Journal of Materials Research.* 103 (2012) 707–714. <https://doi.org/10.3139/146.110678>.
- [14] A.S. Pagan, B. Massuti-Ballester, G. Herdrich, Total and Spectral Emissivities of Demising Aerospace Materials, *Frontier of Applied Plasma Technology.* 9 (2016) 7.
- [15] M. Boivineau, C. Cagran, D. Doytier, V. Eyraud, M.-H. Nadal, B. Wilthan, G. Pottlacher, Thermophysical Properties of Solid and Liquid Ti-6Al-4V (TA6V) Alloy, *Int J Thermophys.* 27 (2006) 507–529. <https://doi.org/10.1007/PL00021868>.
- [16] K.C. Mills, *Recommended values of thermophysical properties for selected commercial alloys*, Woodhead, Cambridge, 2002.

Annexe 10 : Maillage du domaine 3D

Le maillage du modèle 3D est illustré sur la Figure A10-1, et ses caractéristiques sont détaillées dans le Tableau A10-1.

Figure A10-1 Maillage du modèle 3D.

Tableau A10-1 Tailles des mailles et taux de croissance des éléments.

Surface (S) / domaine (D)	Taille de maille [μm]	Taux de croissance
S1	3	-
D1	600 (max.)	1,8
D2	8 (max.)	1,08

Production scientifique

Articles publiés dans des revues internationales à comité de lecture

Nordet, G., Gorny, C., Mayi, Y., Daligault, J., Dal, M., Effernelli, A., Blanchet, E., Coste, F., & Peyre, P. (2022). Absorptivity measurement during Laser Powder Bed Fusion of pure copper with a 1 kW cw green laser. *Optics and Laser Technology*, **147**, 107612.
<https://doi.org/10.1016/j.optlastec.2021.107612>

Mayi, Y. A., Queva, A., Dal, M., Guillemot, G., Metton, C., Moriconi, C., Peyre, P., & Bellet, M. (2021). Multiphysical simulation of single pulse laser powder bed fusion : Comparison of Front Tracking and Front Capturing Methods. *International Journal of Numerical Methods for Heat & Fluid Flow*, Vol. ahead-of-print, No. ahead-of-print. <https://doi.org/10.1108/HFF-04-2021-0282>

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2021). Transient Dynamics and Stability of Keyhole at Threshold in Laser Powder Bed Fusion Regime Investigated by Finite Element Modeling” *J. Laser Appl.* 33, 012024. <https://doi.org/10.2351/7.0000330>

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2020). Laser-induced plume investigated by finite element modelling and scaling of particle entrainment in Laser Powder Bed Fusion (LPBF)” *J. Phys. D. Appl. Phys.* 53, 075306.
<https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab5900>

Actes dans des congrès nationaux et internationaux

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2020). Transient Dynamics and Stability of Keyhole at Threshold in Laser Powder Bed Fusion (LPBF) Regime Investigated by Finite Element Modeling. In *ICALEO 2020: Proceedings of the International Congress on Applications of Laser & Electro-Optics*. Laser Institute of America.
<https://doi.org/10.2351/7.0000330>

Dal, M., Mayi, Y., Marchais, K., & Peyre, P. (2020). Powder Consideration for Additive Manufacturing Simulation. In *Proceedings of the COMSOL Conference 2020 Europe*. COMSOL.
<https://www.comsol.fr/paper/powder-consideration-for-additive-manufacturing-simulation-95361>

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2020). An Original Way of Using COMSOL® Application Builder to Enhance Multiphysical Simulation of Laser Welding Processes. In *Proceedings of the COMSOL Conference 2020 Europe*. COMSOL.
<https://www.comsol.fr/paper/an-original-way-of-using-comsol-multiphysics-application-builder-to-enhance-simu-94331>

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2019). A Mesoscopic Approach for Modelling Laser Beam Melting (LBM). In *II International Conference on Simulation for Additive Manufacturing*. International Centre for Numerical Methods in Engineering. <http://congress.cimne.com/SIM-AM2019/frontal/Doc/proceedings.pdf>

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2019). Effets de la Nature du Gaz Ambiant sur les Ecoulements Induits lors de la Vaporisation d'un Alliage Métallique sous Faisceau Laser. In *14ème Colloque National en Calcul des Structures*. Calcul des Structures et Modélisation. <https://csma2019.sciencesconf.org/246467>

Queva, A., Mayi, Y., Bellet, M., Guillemot, G., Peyre, P., Dal, M., Moriconi, C., & Metton, C. (2019). Thermo-mechanical simulation of track development in the Laser Beam Melting process - Effect of laser-metal interaction. In *IOP Conference Series: Materials Science and Engineering* (Vol. 529, No. 1, p. 012005). IOP Publishing. <https://doi.org/10.1088/1757-899x/529/1/012005>

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2018). Two-Phase Flow Modelling of Metal Vaporisation under Static Laser Shot using a Double Domain ALE Method – A Feasibility Study. In *Proceedings of the 2018 COMSOL Conference in Lausanne*. COMSOL. <https://www.comsol.com/paper/two-phase-flow-modeling-of-metal-vaporisation-under-static-laser-shot-using-a-do-66591>

Conférences données sur invitation

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2020). Keyhole and laser-induced plume under static laser irradiation investigated by FEM. *IFSW International Workshop on Process Fundamentals of Laser Welding, Cutting and Additive Manufacturing*. Institut für Strahlwerkzeuge (IFSW).

Webinaires donnés sur invitation

Mayi, Y. A. (2021). Multiphysics Simulation of Laser Welding. *COMSOL Day: Optics & Photonics*, COMSOL.

Mayi, Y. A., Boucher, C., & Wallace, J. (2021). Multiphysics Simulation of Laser Welding. *COMSOL Webinar with Laser Focus World*. Laser Focus World.

Wallace, J., Wetzlar, K., Koppenhoeffler, K. C., Mayi, Y., & Boucher, C. (2021). Optical Simulation. *PhotonicsNEXT Summit*. Laser Focus World.

Chapitres d'ouvrages scientifiques

Carin, M., Courtois, M., Dal, M., Mayi, Y., Bellet, M., Guillemot, G., & Zhang, Y. (2021) La simulation numérique des procédés de fabrication additive. In *La fabrication additive des métaux et alliages métalliques*, 1st Ed., ISTE Editions.

Participation à des journées thématiques et séminaires

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2021). Définition et étude des modes de fusion en micro-soudage laser. *PHD-Day : simulation du soudage et de la fabrication additive (GST 15)*, Association Française de Mécanique.

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2021). Interaction laser-matière : effet de « piégeage de faisceau » et instabilités hydrodynamiques. *Groupement de Recherche sur les Alliages Métalliques par/pour la Fabrication Additive (GDR ALMA)*. CNRS.

Mayi, Y. A., Queva, A., Dal, M., Peyre, P., Guillemot, G., Bellet, M., Metton, C., & Moriconi, C. (2019). Simulation multiphysique du procédé LBM. *Journée Additive Factory Hub (AFH)*. Additive Factory Hub.

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2019). Finite Element Modelling of Laser-Metal Interaction: Application to Laser Beam Melting (LBM). *4^{ème} Journée des Doctorants de Safran Tech*. Safran Tech.

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2019). Finite Element Modelling of Laser-Metal Interaction: Application to Laser Beam Melting (LBM). *Journée des doctorants de 2^{ème} année de l'ED SMI 432*. Arts et Métiers.

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2019). Compréhension et simulation des phénomènes affectant la fabrication en SLM. *Journée d'accueil des doctorants*. Arts et Métiers.

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2019). Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication en SLM. *Réseau National de la Connaissance (RNC) sur la Fabrication Additive*. Arts et Métiers.

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2018). Compréhension et simulation des phénomènes affectant la fabrication en SLM. *Journée Additive Factory Hub (AFH)*. Additive Factory Hub.

Mayi, Y. A., Dal, M., Peyre, P., Bellet, M., Metton, C., Moriconi, C., & Fabbro, R. (2018). Simulation de la SLM. *Réseau National de la Connaissance (RNC) sur la Fabrication Additive*. Arts et Métiers.

Récompenses académiques

Prix reçus à un congrès international

ICALEO 2020 Student Paper Award (3rd place) · Pour la publication intitulée « Transient Dynamics and Stability of Keyhole at Threshold in Laser Powder Bed Fusion Regime Investigated by Finite Element Modeling » (10/2020).

COMSOL Conférence Europe 2020 Best Paper Award · Pour la publication intitulée « Powder Consideration for Additive Manufacturing Simulation » (10/2020).

Compréhension et simulation des phénomènes physiques affectant la fabrication additive en SLM

Résumé

Le procédé SLM (*Selective Laser Melting*) est une technique de fabrication additive qui consiste à fondre sélectivement, à l'aide d'un laser, une succession de couches de poudre en suivant un schéma prédéfini par ordinateur. Ce procédé repose sur plus d'une centaine de paramètres, notamment liés au laser, au matériau ou à l'environnement de travail. Fabriquer des pièces denses et sans défauts dépend donc de phénomènes locaux (géométrie du bain de fusion, gradients thermiques, changements de phase, *etc.*) et globaux (histoire thermique, géométrie de la pièce, *etc.*), mais de nombreux résultats peuvent être déduits d'études menées à l'échelle du bain de fusion. L'objectif de cette thèse est justement d'étudier, à l'aide d'un modèle numérique développé avec COMSOL Multiphysics[®], comment des phénomènes locaux conditionnent les modes d'interaction laser-matière et la stabilité hydrodynamique des bains de fusion en régime de SLM. Trois « briques » de simulation sont développées : l'hydrodynamique du bain de fusion et de la vapeur métallique, le lit de poudre (suivant une approche continue-équivalente) et l'interaction laser-matière (via la méthode *ray tracing*). Chaque brique est vérifiée à l'aide de modèles analytiques et de cas tests numériques, puis validée grâce à des campagnes expérimentales dédiées et des radiographies X de haute résolution extraites de la littérature. De cette manière, on montre que le *keyhole* est le résultat d'une concentration de l'irradiance absorbée par le bain de fusion, à la manière d'un miroir concave. Nous modélisons également trois modes d'interaction (« conduction forcée », intermédiaire, *keyhole*), étudions leur stabilité, et formulons des recommandations sur les régimes adaptés au procédé SLM. On analyse enfin le phénomène de dénudation. À l'aide d'une étude associant simulation numérique, modélisation analytique et loi d'échelle, on montre que la nature de l'atmosphère de travail détermine au premier ordre l'intensité de ce phénomène, et on propose un outil qui aide à faire un choix raisonné du gaz de travail.

Mots-clés : Fabrication additive, lit de poudre, interaction laser-matière, simulation, COMSOL Multiphysics[®]

Abstract

Selective Laser melting (SLM) is an additive manufacturing process where successive powder layers are fused by a laser beam, following a computer-programmed pattern. Manufacturing suitable components (fully dense without a defect) relies on more than a hundred parameters (laser, material, working atmosphere, *etc.*) and is determined by both local and global phenomena (melt pool geometry, thermal gradient, phase change, thermal history, part geometry, *etc.*). However, a lot of practical results can be deduced from investigations at melt pool scale. The objective of the present thesis is precisely to investigate how local physical phenomena influence laser-matter interaction and melt pool hydrodynamics and stability in SLM regime. Three simulation tools are developed, regarding melt pool and vapour plus hydrodynamics, powder bed (with homogeneous mesoscopic description) and laser-matter interaction (thanks to ray tracing approach). Each tool is verified with analytical models and numerical test cases before they are validated with dedicated experimental campaigns, and with the use of high-resolution X-ray images extracted from literature. By combining these tools, we first show that keyhole results from irradiance concentration by the melt pool which acts like a concave mirror. We simulate three laser-matter interaction modes (“forced conduction”, transition mode and keyhole) and study their stability to assess to what extent there are adapted to SLM process. We finally investigate the denudation phenomenon. Thanks to a study that combines numerical simulation, analytical modelling, and scaling laws, we show that the choice of working atmosphere is of primary importance to limit this deleterious phenomenon. We thus propose a simplified tool, which help choosing this process parameter.

Keywords : Additive Manufacturing, powder bed, laser-matter interaction, simulation, COMSOL Multiphysics[®].