République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'**E**nseignement **S**upérieur et de La **R**echerche **S**cientifique

Université " Dr YAHIA FARES" De MEDEA

DEPARTEMENT DE GENIE MECANIQUE

mémoire de magister

En Génie Mécanique

Option : Energétique et transfert

THEME

Étude de transfert thermique par convection entre un jet gazeux et une plaque plane portée à haute température

Par

Mekhtiche **H**amid

Devant le jury composé de:

- Pr. N.MOULAI MOSTEFA	Professeur U .de Medea	Président
- Pr. HANINI SALAH	Professeur U .de Medea	Examinateur
- Pr.M.N. BOUAZIZ	Maître de conférences U .de Medea	Examinateur
- Dr.M.ANNOUN	Maître de conférences U .de Medea	Rapporteur
- Dr.M.ZIRARI	Maître de conférences U .de Medea	Co-rapporteur

Remerciements

Nous remercions notre Dieu tout puissant « **ALLAH** » de nous avoir permis et aider à accomplir ce travail en nous assurant l'atteinte de mon objective et arriver à mon but.

Je tiens à exprimer une profonde reconnaissance à mon Promoteur **ANNOUN Mohamed** pour ses conseils et son soutient.

Je tiens à remercier particulièrement monsieur **ZIRARI Mounir**, mon Co-Promoteur pour ses conseils, son assistance, son suivi et son soutient.

Je remercie Messieurs les membres du jury pour leur collaboration durant l'examen de ce travail et leur participation à ma soutenance.

Je remercie enfin mes parents qui m'ont donné l'immense chance de réaliser ces études. Je leur dédie ce travail.

Merci à tous ceux qui, à un moment ou un autre, nous ont apporté leur savoir faire, en particulier, **MEDJBER** Mohamed, Imad, **TAHAR** Souad, **benyekhlef** Mohamed, **benyekhlef** Ahmad.

Résumé

L'objectif de notre travail est de modéliser la projection par plasma thermique par utilisation du code de calcul ANSYS. La réalisation de ce travail a nécessité en premier lieu de modéliser le jet de plasma thermiquefroid pour déterminer l'évolution de ces propriétés (distance de substrat chaude, vitesse) le long du jet sur un substrat chaud. Après, par la méthode numérique VOF, nous avons simulé l'étalement d'une particule en aluminium sur un substrat en acier froid. En fin, l'effet de l'état de surface sur l'étalement de la particule fondue a été mis en évidence. Les résultats obtenus par le schéma VOF semblent très intéressants et offrent une meilleure option quant à la considération des aspects thermiques de la particule au niveau de l'interface.

Mots-clés. Plasma thermique, Projection thermique, Interaction particule plasma, Transfert thermique,Etalement.

Abstract

Controlling the thermal plasma projection process require on one hand to understand the behavior of the plasma jet discharging in air and in the other hand all proprieties influencing spread of particles on a substrate must be exanimated. So at first we have developed a model of plasma jet using the code ANSYS, all plasma proprieties (velocity, temperature) throughout the jet has been evaluated. Then With the VOF numerical method we have simulated the spread of a particle on a substrate aluminum cold steel. Finally, the effect of the surface on the spreading of the molten particle has been studied. The results seem very interesting and offer a better option on the consideration of the thermal aspects of the particle at the interface.

.

Key words : Thermal plasma, Thermal spraying, plasma particle interaction, thermal transfer, Spreading.

ملخص

الهدف من عملنا هو التمثيل لنظام القذف بالبلازما الحرارية باستخدام رمز جهاز الكمبيوترANSYS وقد تطلب تحقيق هذا العمل أولا وضع نموذج لنظام القذف بالبلازما الحرارية لتحديد تطور هذه الخصائص (المسافة الركيزة الساخنة، وسرعة) على طول القذف . بعدئذ ،باستخدامالطريقة العددةVOF نعمل محاكاة لانتشار جسيمات الألمونيومالباردة على ركيزة صلبةساخنة. في النهاية، تم الكشف عن تأثير بعض المعلمات على انتشار الجسيمات المنصهر.النتائج التي حصل عليها مخطط VOF يبدو مثيرا للاهتمام، ويقدم خيارا أفضل من أجل النظر في الجوانب الحرارية للجسيمات في الواجهة.

الكلمات الرئيسية: البلازما الحرارية،القذف الحراري، تفاعل البلازما الجسيمات، نقل الحرارة، الانتشار.

Table des matières

Page

Introduction générale 1

Chapitre I :

Etude bibliographique

Introduction 3

I La projection plasma 3

I.1 La projection thermique 3

I.1.1 La projection par flamme 3

I.1.2 La projection par arc électrique 6

I.2. 3 La projection plasma 7

I.2.1 Fonctionnement d'une torche plasma d'arc soufflé 10

I.2.2 Caractéristiques de jets plasmas 12

I.3 Traitement des particules dans le plasma 15

I.4 Interactions plasma-particules 16

I. 5 Construction d'un dépôt projeté plasma 18

I.6 Réactivité chimique en projection plasma 19

I.6.1 Oxydation 20

I.6.2 Oxydation des particules en vol 20

I.6.3 Oxydation du dépôt en cours de formation 21

I.6.4 Nitruration 22

I.7 Domain d'utilisation 22

I.7.1 protection contre la corrosion 23

I.7.2 Corrosion sèche 23

I.7.3 protection contre l'usure 24

I.7.4 Usure par frottement 24

I.7.5 Usure par abrasion 24

I.7.6 Usure par corrosion 25

I.7.7 Usure par fretting 25

I.7.8 Usure par adhésion 25

I.7.9 Application aéronautiques 25

I.7.10 Application d'isolation par les barrières thermique 26

Conclusion 34

Chapitre II :

Formulation mathématique

Introduction 35

II.1 Modélisation de l'écoulement du jet de plasma 36

II.1 Hypothèses 36

II.1.1 Equations de conservation, formulation mathématique du jet de plasma 36

II.1.2 Turbulence 38

II.1.3 Formulation mathématique des équations de l'écoulement turbulent des gaz 43

II.2 Modèle simplifié pour les particules 46

II.2.1 Hypothèses 46

II.2.2 Transfert de chaleur 47

II.2.3 Couplage avec la dynamique de la particule 50

II.3 Les modèles de l'étalement 52

II.3.1 Le degré d'étalement maximal d'une goutte 52

II.3.2 Impact des particules sur substrat lisse avec solidification 56

II.3.3 Impact des particules sur substrat rugueux 58

II-4 résolutions numériques 60

II.4.1 Les trois grandes méthodes des discrétisation 61

II.4.2 Calcul d'interfaces 62

II.4.3 Les méthodes de suivi de volume 65

II.5 La Méthode VOF 65

II.5.1 Présentation de la méthode en 2D 67

II.5.2 Calcul de la nouvelle fraction volumique 71

II.5.2.1 Discrétisation des équations 72

II.5.2.2 Linéarisation des équations 73

II.5.3 Modèle thermique 73

Conclusion 77

Chapitre III :

Résultat et discussion

Introduction 78

III.1 Etude de l'effet de distance de plaque et la vitesse sur refroidissement de gaz (0.75Aret 0.25H2) 79

III.1.1 Effet de distence sur dustribution de température pour un gaz (0.75Ar et 0.25H2) a T 25C et substrat T 927C 79

III.1.2 Effet de la vitesse sur dustribution de température pour un gaz (0.75Ar et 0.25H2) a T 25Cet substrat T927C 83

III.2 matériaux utilisés 85

III-2.1.1 l'aluminium 85

III.2.2 propriétés des particules à l'impac 86

III.2.3 impacta d'une particule d'aluminium totalement fondue 89

III.2.4 Evaluation de l'influence de forme de substrat 92

III.2.5 Distribution de la pression le long du substrat 95

III.2.6 Distribution des profiles de température dans le substrat d'acier (lisse, carre, trianguler) 96

III.2.7 Distribution de la pression sure la long du substrat 97

Conclusion 97

Conclusion générale 98

Bibliographique

Liste des figures

Figure I.1 : Principe fondamental de la projection **t**hermique de principe 3

Figure I.2 : schéma d'un système du procédé projection par flamme 4

Figure I.3 : schéma d'un système du procédé projection par l'arc 6

Figure I.4 : Schéma de la projection par plasma d'arc soufflé 8

Figure I.5 : Principe de formation de dépôt par projection plasma [6] 9

Figure I.6 : Ordre des échelles de temps lors de la formation du dépôt par projection [6] 9

Figure I.7: Eclatement d'un arc entre la cathode et anode et génération du jet plasma 10

Figure I.8: Tension en fonction de temps dans les modes restrike dans un jet plasma d'Ar-H2 (a) et mode takeover. dans jet plasma d'Ar (b). 12

Figure I.9: Images du jet plasma mettant en évidence les fluctuations (a). Tracé des Isothermes Montrant les écarts types liés aux fluctuations du jet plasma (b) 12

Figure I.10: Caractéristiques des gaz plasmagènes en fonction de la tempéra conductivité électrique (a), conductivité thermique (b) et viscosité (c) 14

Figure I.11: Isothermes pour un mélange Ar-H2 (45:15 Nl.min-1) dans l'air 14

Figure I.12: Représentation schématique de l'empilement des lamelles lord la projection plasma d'après 19

Figure I.13: Inclusions d'oxyde dans des particules de fer (Ar-H2) 21

Figure II.1: Aspects considérés dans le traitement d'une particule injectée dans un jet plasma [6] 47

Figure II.2: schéma d'étalement d'une goutte 53

Figure II.3: Schéma de principe de contact entre une couche liquide métallique et une surface rugueuse[82] 59

Figure II.4: La méthode lagrangienne et la méthode eulérienne 63

Figure II.5: Différentes méthodes de suivi de front 65

Figure II.6: Différentes méthodes de suivi de volume appliquées à une interface quelconque 65

Figure II.7: Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret 66

Figure II.8: Positionnement de l'interface à partir de la normale et de fraction volumique 67

Figure II.9: Segments représentants l'interface 68

Figure II.10: Volume critique avec $0 < m_x \leq m_y$, 69

Figure II.11: vitesse aux bornes du domaine 70

Figure II.12: Déplacement du segment, 71

Figure II.13: Calcul de la fraction volumique 72

Figure II.14: représentation du maillage décalé en pression et vitesse 73

Fig. III.1: a) domaine de calcul et conditions aux limites. b) maillage 78

Figure III.2 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat T= 950°C pour 10cm

80

Figure III.3 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C substrat a T= 950°C pour 12cm 80

Figure III.4: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat T= 950°C pour 14cm 81

Figure III.5: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat T= 950°C pour 16cm 81

Figure III.6: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T=25°C et substrat T= 950°C pour différances distances de substrat (plaque) 82

Figure III.7: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 400m/s 83

Figure III.8: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 500m/s 83

Figure III.9: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 600m/s 84

Figure III.10: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 650m/s 84

Figure III.11: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour différences vitesse 85

Figure III.12 : a) Géométries de substrat et particules d'aluminium b) maillage adoptée pour la simulation en 2D 87

Figure III.13: représente les résultats de simulation de l'impact d'une particule en aluminium d'un diamètre de 3.92mm initialement a une température de 630°C et une vitesse de 3m/s sur substrat en acier d'outil initialement à 200 °C

Figure III.14: Distribution de température pendant l'impact de la Goutte 91

Figure III.15: Facteur d'impacte de goutte d'alumine (3.92 mm de diamètre) avec une vitesse d'impact de 3m/s sur un substrat rigide 92

Figure III.16: Distribution de température pendant l'impact de la gouttelette pour trois forme de substrat (a) substrat lisse, (b) substrat carre et (c) substrat trianguler 94

Figure III.17: Distribution de la température sur la paroi de trois formes de substrat (Lisse, carre et trianguler) 95

Figure III.18: Facteur d'impacte de goutte d'alumine (3.92 mm de diamètre) Avec une vitesse d'impact de 3m/s sur un trois formes de substrat (lisse, carre et trianguler) 96

Figure III.19: Résultats de simulation pour les profiles de température dans Le temps pour trois position dans le substrat d'acier (lisse, carre, trianguler) 97

Figure III.20: variation de la pression pour trois position radiale sur substrat d'acier (lisse, carre, trianguler) 97

Liste des tableaux

Tableau II.1: Coefficients du Modèle Standard k-epsilon [6]. 42

Tableau II.2: coefficients de transport et termes sources utilisés 44

Tableau III -1 propriétés thermo physique de l'alumine et de l'acier H13 88

Liste des symboles

A	surface de la particule	m^2
Bi	le nombre de Biot	-
a_1 ,a_2 ,a_3	constante d'Eleur et Gear	-
a_E ,a_W ,a_P	constantes de la méthode des volume finie	-
Br	terme de Brinkaman	-
C	fonction couleur	-
C_p	chaleur spécifique	J/Kg.K
C_D	coefficient de traînée corrigé	-
$C_{D,C}$	coefficient de traînée	-
Cs ,Ct,Cm	contante de la force thermophorèse	-
D	le diamètre de la particule étalée	m
D_i	le coefficient de diffusion de l'espèce	-
d_p	diamètre de la particule	m
E :	champ électrique	$V.m^{-1}$
E_k	l'énergie cinétique	J
E_p	l'énergie potentielle	J
f	rapport de la surface réelle de contact à la surface nominale du solide	-
F_{TS}	forces de tension de surface	N
F_B	force d'histoire de Basset	N
F_D	force de traînée	N
F_{em}	force de lorentz	$N.m^{-3}$
F_g	force de gravite	N
F_{ma}	force de masse ajoutée	N
F_{th}	force thermique	N
f_x ,f_y et f_z	composantes du vecteur force par unité de masse	N/m^3
g	accélération de la pesanteur	m/s^2
G_k	terme de production de l'énergie cinétique turbulente	-
h	enthalpie	J/kg
h	coefficient de convection	$W/m^2.K$
I	intensité turbulente	-
k :	énergie cinétique turbulente	m^2/s^2
K	conductivité thermique	W/m.K

k_B	constante de Boltzman	-
K_e	conductivité effective	-
Kn	nombre de Knudsen	-
Kn^*	le nombre de Knudsen modifiée	-
k_s	la conductivité thermiques du substrat	W/m.K
L_x , L_n ,L_c	échelle de longueur	-
L_{Pl} :	chaleur latente de fusion	$J.kg^{-1}$
L_f	le travail de dissipation visqueuse	-
L_m	chaleur latente de solidification de la particule	$J.kg^{-1}$
m	masse	Kg
M	masse du mélange	Kg
Nu	nombre de Nusselt	-
P	pression statique	Pa
P_i	pression partielle du constituant i	Pa
P_{Tot}	pression totale	Pa
Pr	nombre de Prandtl	-
Q	le flux thermique	$W.m^{-2}$
Q_{em}	chaleur fournie par effet Joule	J
R_a	rugosité de surface	-
Re	nombre de Reynolds	-
R_{sl}	position de l'interface solide-liquide	m
R_{th}	résistance thermique de contact	$m^2.K/W$
Sc	le nombre de Schmidt	-
S_H	terme source enthalpique	-
St	le nombre de Stefan	-
Sij	tenseur des déformations symétriques	-
S_ϕ	le terme source	-
t	temp	s
T	température	K
U	constante de solidification	-
U_r	vitesse relative entre le fluide et la particule.	m/s
u, v, w	composants cartésiennes du vecteur vitesse	m/s
uv	vitesse de la vapeur	$m.s^{-1}$

$\overline{V}_X$	composante moyenne de la vitesse dans la direction x	m/s
$V_X^{'}$	fluctuant composante de vitesse dans la direction x	-
y_i	fraction massique du gaz i	-
We	le nombre de Weber	-
Wij	le tenseur antisymétrique rotation	-
τ	tenseur de contrainte de cisaillement	$N.m^{-2}$
ξ	le degré d'étalement	-
ξ_m	le degré d'étalement maximum	-
σ	conductivité électrique	$\Omega^{-1}.m^{-1}$
σ	la tension de surface	J/m^2
σ_R	termes de contraintes de Reynolds	$N.m^{-2}$
ε	dissipation turbulence	m^2/s^2
ε_{mij}	opérateur tensoriel alternance.	-
ν	la vitesse moléculaire	m/s
λ	le libre parcours moyen des molécules du fluide	m
α	la diffusivité thermique	m^2/s
ρ	la masse volumique de la particule	kg/m^3
μ	viscosité dynamique	kg.m/s
Γ	le rapport des chaleurs spécifiques	-
Γ_ϕ	le coefficient de transport	-
ω	taux de dissipation spécifique	-
ω_p	le module du vecteur rotation de la particule	rad/s
Φ	coefficient de correction	-
Ωm	vitesse angulaire du système de coordonnées	m/s
θ	l'angle de contact	rad
ϕ_1 , ϕ_2	les fonctions phase	-
ϑ_{Pl}	vitesse du front de changement de phase solide-liquide	$m.s^1$
ϑ_{lv}	vitesse du front de changement de phase liquide-vapeur	$m.s^1$
ΔH_F	la chaleur latente de fusion	$J.kg^{-1}$
ΔH_{vap}	la chaleur latente de vaporisation	$J.kg^{-1}$

$C_\mu\ C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}, C_{\varepsilon 3}, \sigma_k, \sigma_\varepsilon$ constante des modèles de turbulence

Introduction générale

La projection plasma est une solution très efficace pour la protection des surfaces des matériaux contre les contraintes mécaniques, thermiques et chimiques. Ce procédé trouve beaucoup d'applications dans plusieurs industries notamment : aérospatiale, biomédicale, sidérurgie, électronique et métallurgie

Le principe de ce procédé consiste à injecter des fines particules dans un écoulement de plasma thermique où elles sont alors fondues et projetées à grandes vitesses vers une surface d'un substrat préalablement préparé. La fusion des particules est due à la très haute température existant dans l'écoulement du plasma thermique qui rend possible la fusion des particules ayant des températures de fusion très élevées tel que les matériaux réfractaires et par la suite l'obtention d'un dépôt. La grande vitesse de l'écoulement de plasma thermique procure à des particules injectées une vitesse adéquate pour l'obtention d'un dépôt fortement adhéré au substrat avec une faible porosité.

Le dépôt ainsi obtenu est constitué par l'empilement de particules, qui s'écrasent avec des vitesses qui s'étendent de 100 à 600 $m.s^{-1}$ selon leurs tailles, leurs masses volumiques et les torches plasmas utilisées, fondues ou partiellement fondues sur le substrat à couvrir et préalablement préparé à cet effet . La microstructure et les propriétés du dépôt sont fortement liées aux paramètres du substrat (nature, état chimique de la surface ou couche d'oxyde formée : épaisseur, nature, rugosité, température, …) et aux paramètres des particules (taille, vitesse, température, état de fusion à l'impact, …). Ces derniers paramètres sont eux-mêmes fonctions des caractéristiques du jet de plasma (composition, champs de vitesse et température, enthalpie, conductivité thermique, viscosité, …) et des conditions de leur injection (vitesse moyenne d'injection, point d'injection, distribution de taille des particules, …).

Il est donc très clair que la maîtrise du procédé de la projection plasma nécessite d'une part à connaitre la génération et le contrôle du plasma thermique. D'autre part, ce procédé nécessite aussi la compréhension des aspects thermiques et dynamiques de l'interaction plasma-particule et l'aspect quant à l'obtention d'un dépôt homogène de bonnes qualités.

C'est pourquoi dans notre travail on s'est fixé l'objectif d'étudier en premier lieu le jet du plasma thermique et la détermination de ces propriétés en terme température, vitesse, viscosité et conductivité thermique en fonction des conditions opératoires imposées (la nature du gaz

plasmagène et son débit, le diamètre de la torche et la puissance électrique utilisée). Après on s'intéresse aux comportements thermique et dynamique de la particule dans la veine du fluide et près de la surface du substrat.

Ce mémoire est divisé en trois parties :

Dans le premier chapitre, nous avons présenté un rappel bibliographique sur la projection thermique, les principaux phénomènes qui régissent la formation du jet de plasma et les travaux antérieurs réalisés par plusieurs chercheurs afin de mettre en lumière l'état de l'art en matière de modèles employés.

Dans le deuxième chapitre, nous avons présenté en détail le modèle mathématique traitant l'interaction plasma-particule (quantité de mouvement et transfert de chaleur) et le modèle VOF de l'étalement de la particule sur le substrat.

Dans la troisième chapitre, nous avons présenté, comparé et interprété les résultats obtenus par les modèles numériques proposées (cas jet de plasma thermique mélange en deux gaz froide déchargeant dans l'air ambiant sur un substrat chaud et cas d'étalement de la particule froid fondue sur le substrat) en utilisant le code de calcul ANSYS .

Introduction

La projection plasma fait partie de la famille des techniques de projection thermique, un groupe de procédés dans lesquels des matériaux métalliques et non métalliques, finement divisés, sont déposés fondus ou semi fondus sur un substrat préalablement préparé [1, 2]. Dans ces procédés les particules du matériau d'apport sont fondues ou portées à l'état plastique sous l'effet d'une source de chaleur, accélérées par l'écoulement avant de s'écraser sur la surface à recouvrir sur laquelle elles se solidifient [3]. La projection thermique par flamme est née au début du vingtième siècle lorsque Dr. Schoop (1909) a proposé cette technique [4]. Elle se limitait initialement aux matériaux à bas point de fusion comme l'étain et le plomb puis elle a été étendue aux aciers et matériaux réfractaires.

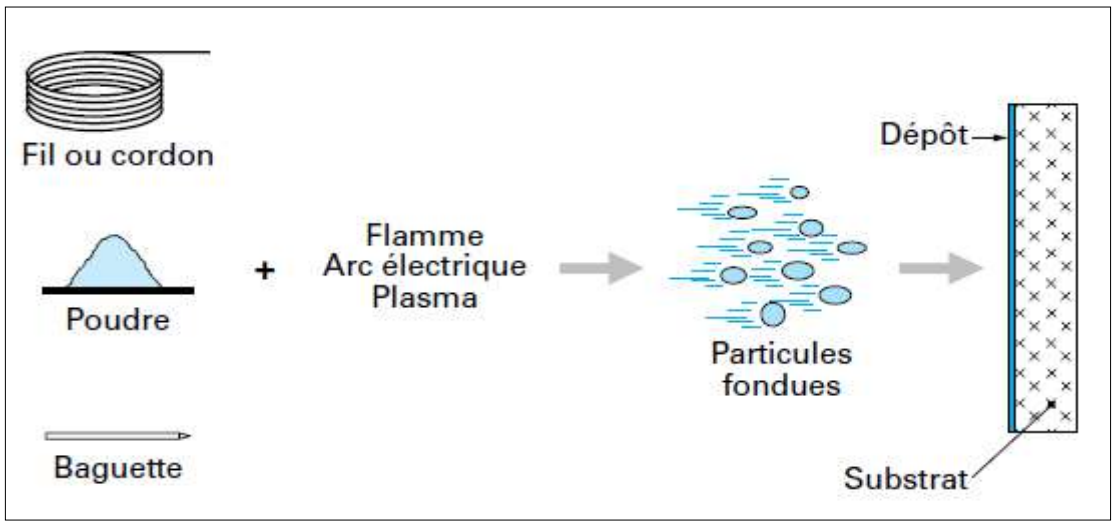


Figure I.1 – Principe fondamental de la projection thermique

On distingue deux familles de projection thermique selon la source de chaleur employée : la flamme de combustion ou l'arc électrique.

I La projection plasma

I.1 La projection thermique

I.1.1 La projection par flamme

Dans ce type de projection thermique, une réaction chimique est utilisée comme source d'énergie. Les matériaux à projeter sont introduits soit sous forme de poudre soit sous forme de fil, de tige ou de cordon (pour les céramiques dans ces deux derniers cas). Dans le premier cas, la température de fusion ne peut dépasser 0,7 à 0,8 fois la température de la flamme alors que dans le second, il est possible de fondre des

matériaux dont le point de fusion est de 0,95 fois la température de flamme. Les matériaux déposés par cette technique sont usuellement des métaux, des alliages, des cermets ou des céramiques à basse température de fusion.

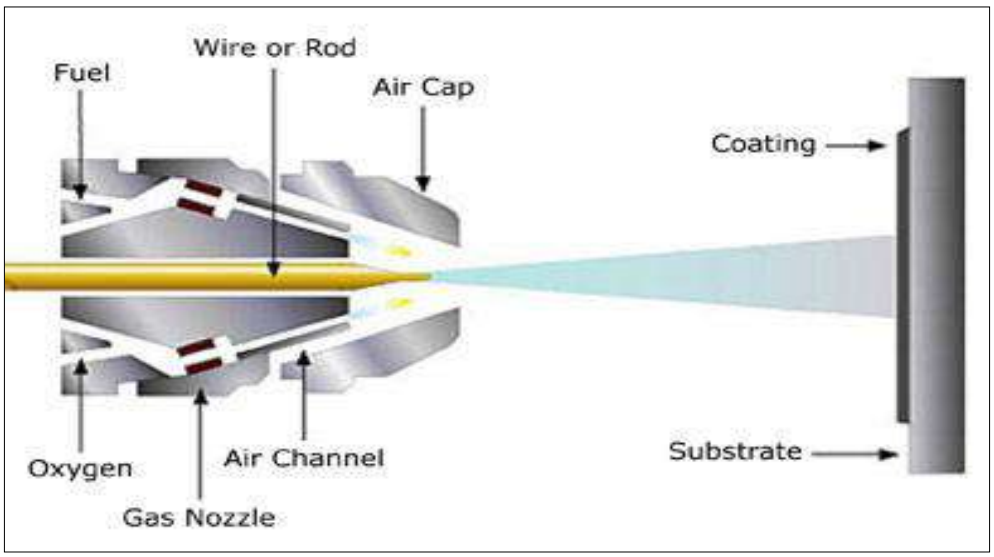


Figure I.2 schéma d'un système du procédé projection par flamme.

I.1.1.1 La projection flamme-poudre

Le matériau à projeter est introduit sous forme de poudre dans une flamme oxygène gaz combustible, les particules sont accélérées grâce au gaz porteur ou à une injection d'air. Les dépôts réalisés présentent une faible adhérence (de 20 à 40 MPa) et une porosité élevée (10 à 20 %), ceci est essentiellement du aux faibles vitesses d'impact des particules (de l'ordre de 30 m.s-1)

I.1.1.2 La projection flamme-fil

Les matériaux d'apport sont introduits sous forme de fil pour les matériaux ductiles ou de cordon ou baguette pour les matériaux céramiques. La flamme sert uniquement à fondre l'extrémité du fil ou cordon. L'entrainement des matériaux fondus vers le substrat est assurée par un jet d'air comprimé.

I.1.1.3 Projection supersonique par combustion

La particularité de cette technique réside dans la vitesse élevée (300 à 600 m.s-1) des particules projetées par l'échappement des gaz de combustion issus d'une

chambre à pression élevée (0,5 à 1 MPa). La chambre de combustion est refroidie et les gaz s'évacuent par une tuyère convergente-divergente suivie d'un fût de quelques dizaines de centimètres destiné à limiter l'entraînement de l'air ambiant. La poudre est injectée dans la flamme, à l'aide d'un gaz neutre porteur, soit en amont (distribution à une pression supérieure à celle de la chambre de combustion) soit en aval (distribution au voisinage de la pression atmosphérique). On distingue deux procédés :

- le procédé HVOF : High Vélocité Oxyda-fuel Flamme, il utilise la Combustion à l'oxygène d'un carburant gazeux tel que : propane, propylène, tétère, méthane ou l'hydrogène ou liquide généralement du kérosène
- le procédé HVAF : High Vélocité Air-fuel Flamme, la combustion est assurée par un mélange kérosène-air comprimé.

Dans les deux cas, les vitesses des particules sont comprises entre 300 et 600 m.s-1 ce qui permet un bon écrasement des particules dans un état plastique.

I.1.1.4 Le canon à détonation

Le matériau d'apport, sous forme de poudre, et le gaz de combustion (oxygène et acétylène) sont introduits pratiquement en même temps dans un tube (tube de détonation) fermé à une extrémité. Grâce à une étincelle le mélange de gaz explose créant une onde de choc maintenue par la combustion. L'évacuation du gaz brulé, l'introduction du gaz explosif frais ne permet de renouveler l'explosion que jusqu'à 8 fois par seconde. Les particules de poudres sont ainsi chauffées et éjectées à une grande vitesse (jusqu'à 1200 m.s-1) par l'onde de choc créée qui se déplace à des vitesses pouvant atteindre 2900 m.s-1. Les dépôts obtenus sont compacts (porosité inférieure à 1 %), de bonne adhérence (généralement supérieure à 80 MPa) et de faible rugosité (Ra = ± 3 μm). Les taux de dépôt horaires sont compris entre 3 et 5 kg.h-1 et l'épaisseur de dépôt est généralement inférieure à 0,2 mm.

Ce procédé présente des contraintes aux niveaux des installations (dimensions, bruit de plus de 140 dB, …), ce qui réserve son utilisation à des sites spécialisés.

I.2 La projection par arc électrique

Deux procédés de projection thermique utilisent un arc électrique comme source d'énergie :

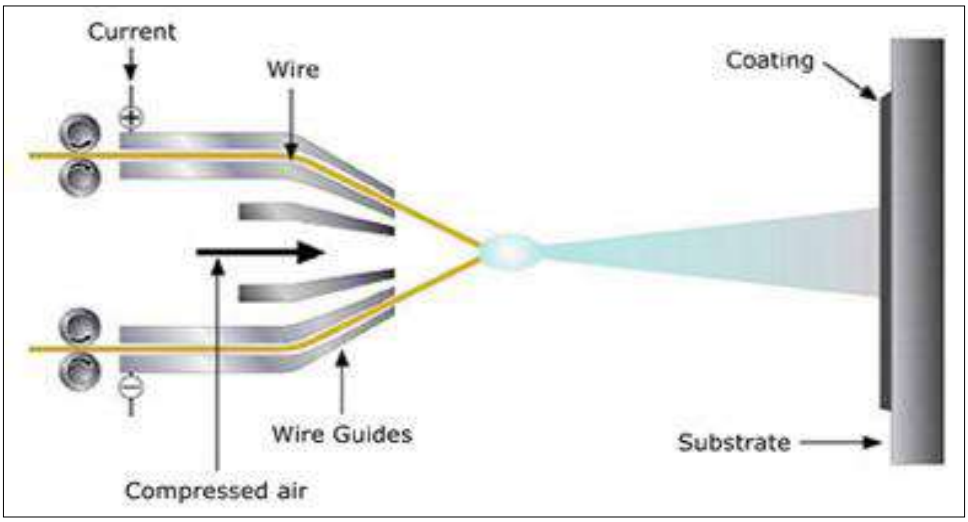


Figure I.3 : schéma d'un système du procédé projection par l'arc.

I.2.1 La projection arc-fil

Dans ce procédé, deux fils constitués du matériau à projeter servent d'électrodes aux bornes desquelles une tension continue de 25 à 40 V est appliquée, ce qui crée un arc à leurs extrémités. Un gaz d'atomisation soufflé entre les deux fils permet de détacher la partie fondue sous forme de gouttelettes puis de les transporter jusqu'au substrat. Les taux de déposition sont élevés (jusqu'à 20 kg.h-1) et les dépôts réalisés sont épais (0,5 mm à 3 mm). Les matériaux projetés doivent être conducteurs électriques et tréfilables (zinc, aluminium, cuivre, molybdène et acier), l'utilisation des fils fourrés constitués d'une gaine métallique ductile garnie de poudres de matériaux non-ductiles permet de réaliser des dépôts d'alliages (NiCrAl, NiMoAl, FeCrMn) ou des dépôts métalliques renforcés par des céramiques (carbures, …)

I.2.2 La projection par plasma d'arc soufflé

Dans ce procédé, la source de chaleur est un arc électrique alimenté en courant continu qui éclate entre une anode et une cathode, créant ainsi un plasma, généralement initié par une décharge haute tension (7000-8000 V) et haute fréquence (quelques MHz). Une partie du flux du gaz plasmagène est portée à haute température

(au-delà de 8000 K, la majorité des gaz plasmagènes est conductrice électriquement) et est constrictée dans la tuyère anode. En aval du pied d'arc et en sortie de tuyère, un jet de plasma de recombinaison est généré dont la vitesse, selon les conditions de tir et le diamètre interne de la tuyère, varie entre 1000 et 2500 m.s-1, vitesses subsoniques à ces températures. Au sein de ce jet plasma est injecté (généralement perpendiculairement au jet) le matériau d'apport sous forme d'une poudre véhiculée par un gaz porteur. Les particules fondues ou semi-fondues sont projetées à grande vitesse (de l'ordre de 100 à 300 m.s-1) sur le substrat où elles s'écrasent pour constituer le dépôt.

Les gaz plasmagènes utilisés sont, en général, des mélanges binaires ou ternaires constitués d'un gaz primaire de densité massique élevée (argon, azote) et d'un gaz secondaire (hydrogène, hélium) destiné à améliorer le transfert thermique plasma-particule. Le jet plasma est utilisé à l'air ambiant (APS : Air Plasma Spraying), ou en atmosphère contrôlée (argon, azote, …), sinon sous vide partiel (20-50 KPa) ou en surpression (jusqu'à 4 105 Pa).

Par rapport aux procédés déjà cités, la projection par plasma d'arc se distingue par :

• un jet de plasma à enthalpie (> 1 MJ.kg-1) et température (8000 <T< 14000°C) très élevées ce qui permet de fondre tout les matériaux céramiques et les alliages réfractaires (densité d'énergie de quelques MW.m-3) ;

• des vitesses des gaz de l'ordre de 400 à 2500 m.s-1 et donc des vitesses de particules relativement élevées 150 à 300 m.s-1 pour les torches à cathode tige et 250 à 500 ms-1 pour les torches à cathode bouton ;

• des dépôts minces (> 50 μm) ou épais (jusqu'à quelques millimètres) ;

• une large gamme de matériaux projetés.

I.2.3 La projection plasma

I.1.3.1 Principe

Les premières torches plasma à courant continu (direct current : d.c.) sont apparues dans les années 60 et les premières torches de projection au milieu de la décennie et enfin une décennie plus tard, la projection plasma sous vide partiel a été introduite. La robotisation du procédé a commencé dans les années 80 parallèlement au développement des torches radio fréquence (RF) pour la projection. Les travaux des années 90 ont été orientés vers le développement des détecteurs et outils de diagnostic susceptibles de résister à l'atmosphère

agressive des cabines de projection, cette décennie a vu aussi l'émergence de nouvelles torches d.c. (injection axiale Mettech, torche de petite dimension et rotative pour la projection sur des surfaces cylindriques, torches à trois cathodes et tuyère segmentée : Triplex de Sultzer Metco) et des torches RF supersoniques. Enfin, au début de ce millénaire, les efforts portent sur l'amélioration de la fiabilité et de la reproductibilité du procédé via le développement des outils de contrôle en ligne (comportant des détecteurs de haute sensibilité) ainsi que l'élaboration de nouveaux procédés visant la réalisation de dépôts finement structurés sinon nanostructurés [5,6]. En raison de ces évolutions et de la flexibilité de cette technique, de nombreuses industries ont recours à la projection plasma pour réaliser des dépôts généralement à haute valeur ajoutée, pour différentes applications comme les barrières thermiques, la résistance à l'usure, à la corrosion et/ou l'érosion, les applications électriques, les prothèses humaines … La projection plasma est aussi utilisée pour la restauration des pièces fonctionnelles usées ou endommagées.

Dans le procédé de projection plasma, il est possible de distinguer quatre systèmes fonctionnels :

- La génération du jet plasma par la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique
- L'injection de la poudre dans le jet ;
- L'écoulement du jet plasma et l'interaction avec le gaz environnant et avec la poudre ;
- L'élaboration du dépôt par empilement des lamelles sur le substrat.

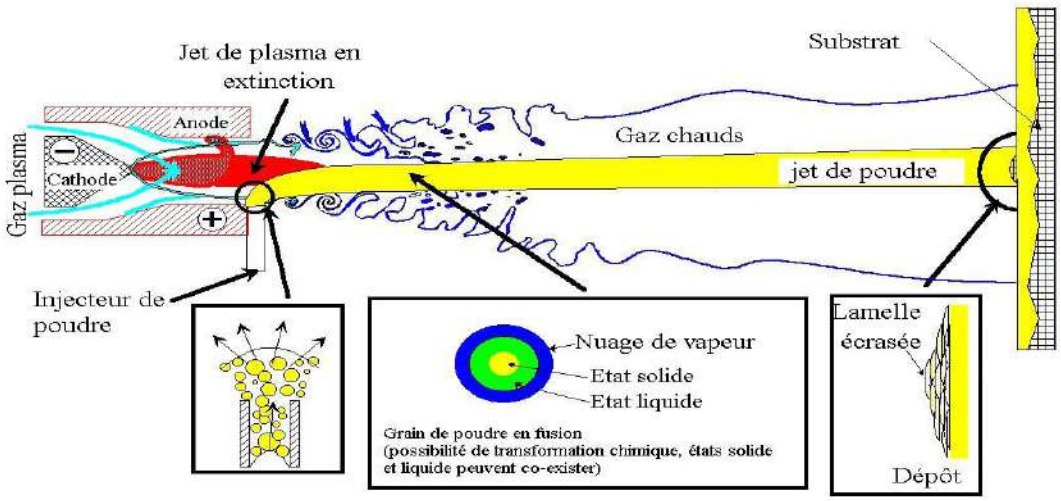


Figure I.4 : Schéma de principe de la projection par plasma d'arc et ses principaux sous-systèmes fonctionnels [6]

La maîtrise de la qualité d'un dépôt réalisé par projection plasma passe par celle des différentes fonctions du procédé par le truchement de la microstructure qui est le résultat des paramètres liés à la particule (taille, vitesse, température, état de fusion,…), au substrat (température, rugosité, chimie de surface,…) et à la torche (puissance, débit et composition des gaz plasmagènes, ...). La complexité du procédé de projection plasma résulte de l'ordre de grandeur des températures et des vitesses rencontrées ainsi que des temps caractéristiques extrêmement faibles qui en résultent, comme le montrent les Figure I.5 et Figure I.6. En effet, selon sa vitesse d'injection, le temps de séjour d'une particule dans le jet de plasma est compris entre 0,1 ms et quelques millisecondes. La Figure I-6 récapitule les temps caractéristiques de la projection plasma conventionnelle qui varient de la microseconde pour l'impact d'une particule à plusieurs secondes, voire plusieurs heures pour la construction du dépôt [2,5], selon la taille de la surface à traiter qui peut varier de quelques centimètres carrés à quelques dizaines de mètres carrés.

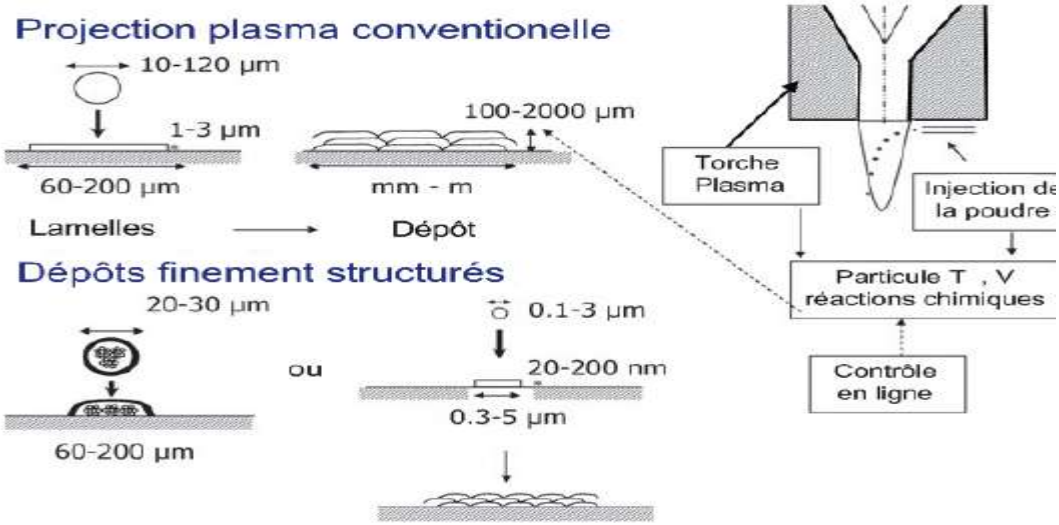


Figure I.5 : Principe de formation de dépôt par projection plasma [6]

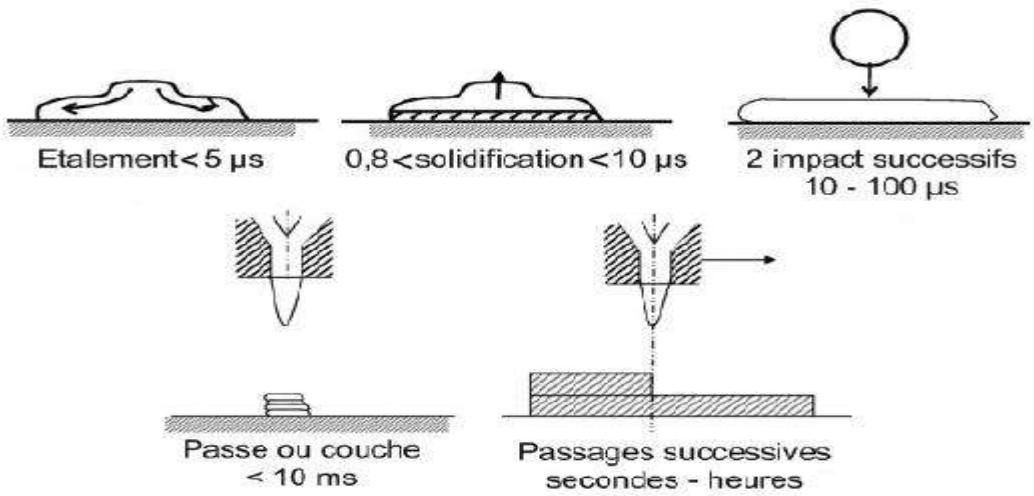


Figure I.6 : Ordre des échelles de temps lors de la formation du dépôt par projection [6]

1.2.3.1. Fonctionnement d'une torche plasma d'arc soufflé

Les principes gouvernant le fonctionnement des torches plasma d'arc soufflé et la génération de plasma à l'aide d'une source électrique à courant continu (direct curent d.c.a.) ont été étudiés par plusieurs auteurs [13, 14, 15]. Un arc électrique éclate entre la cathode, en tungstène thorié (thermo-émissive) de type tige, et l'anode en cuivre en forme de tuyère (Figure I–2). Les caractéristiques de l'arc formé varient entre la cathode et l'anode et il peut être distingué trois zones : la colonne d'arc séparant la zone cathodique et la zone anodique [16].

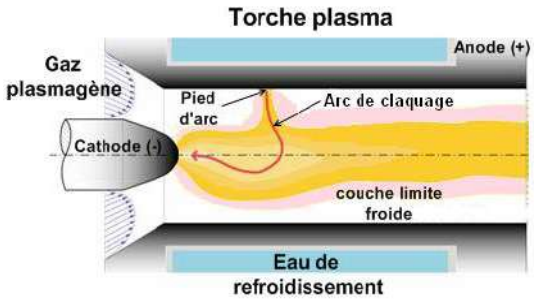


Figure I.7 : Eclatement d'un arc entre la cathode et anode et génération du jet plasma

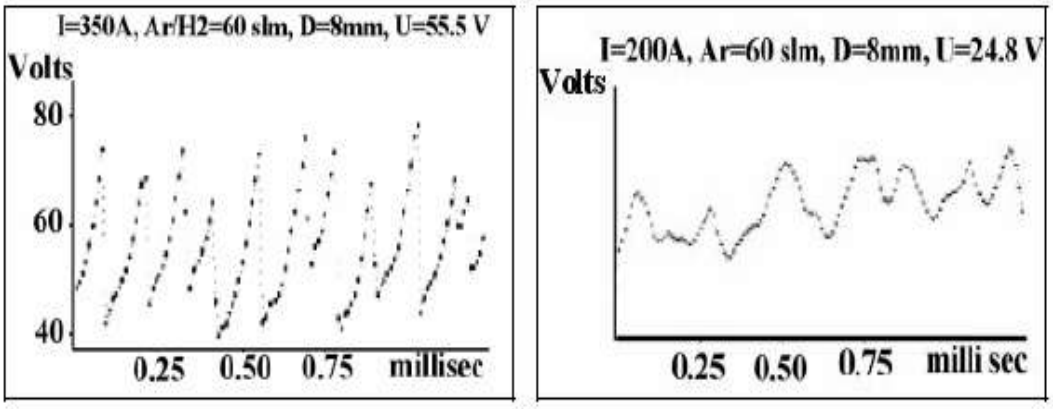
Les électrons sont émis à partir d'une tache cathodique en fusion de quelques dixièmes de mm². La zone cathodique est composée de la zone de charge d'espace positive, de la région d'ionisation (de quelques micromètres d'épaisseur) et des couche limites thermiques et dynamiques (de quelques dixièmes de mm) permettant la transition avec la colonne d'arc. Un jet cathodique est donc généré ; il pompe une partie du gaz plasmagène dans le jet en développement. Un écoulement laminaire et une expansion de l'arc généré à la cathode créent la colonne d'arc qui s'attache à l'anode. La forme de la colonne d'arc dépend de la géométrie de cathode (donc de la tache cathodique) ainsi que de la nature, du mode d'injection et du débit massique des gaz plasmagènes ainsi que du diamètre de l'anode tuyère. Malgré le pompage d'une partie des gaz plasmagènes près de la cathode, l'épaisseur de la couche de gaz froide reste importante. La turbulence se développe à l'interface du jet cathodique-gaz froid jusqu'à la zone d'accrochage anodique favorisant le mélange entre les deux. Ces phénomènes conduisent à la création de perturbations qui provoquent des oscillations transversales dans la colonne plasma et son accrochage sous forme d'une petite colonne de connexion.

L'arc s'accroche à la paroi de l'anode sous forme d'une boucle d'arc (pied d'arc) (Figure I–7). Cette boucle est soumise à des forces hydrodynamiques (force de traînée), électromagnétiques (force de Lorentz) et des effets thermiques. Ceci se traduit par un allongement de la petite colonne de connexion de l'arc et par une augmentation de tension aux bornes de celle-ci, le pied d'arc restant normalement fixe. Lorsque cette tension atteint la tension de disruption dans la couche limite froide un claquage se produit qui créé un nouveau pied d'arc en amont ou en aval du pied d'arc précédent. Le courant d'arc, le diamètre d'anode et la nature du gaz plasmagène, influencent l'épaisseur de la couche limite froide autour de la colonne d'arc dans la zone d'accrochage anodique, et ils sont considérés comme les facteurs principaux de ces phénomènes de claquage. Deux cas ont été observés dans les travaux précédents [18, 19, 17]:

- le phénomène de 'restrike' [20] : avec les gaz plasmagènes diatomiques (Ar-H2, N2,…). L'élongation de la colonne de connexion est suivie par la création d'un nouveau pied d'arc accompagné d'une chute de tension (Figure 1–8 a).
- le phénomène de 'takeover mode' : avec les gaz plasmagènes monoatomiques (Ar, Ar- He,…). Il s'agit de la coexistence de deux pieds d'arc avec extinction progressive de l'un et

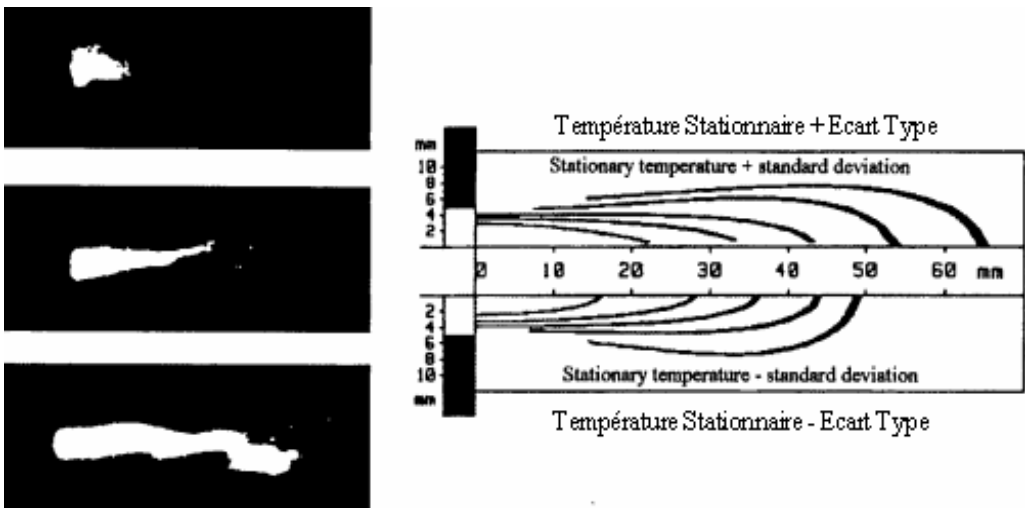
  Augmentation progressive de l'intensité de courant dans l'autre (Figure I.8 b).

Ce mouvement du pied d'arc sur l'anode, donne un caractère aléatoire au procédé de projection (Figure I.9). Les fluctuations de tension et de puissance (le courant est constant), à des fréquences de 2 à 20kHz, entraînent des variations de la longueur et du diamètre du jet de plasma en sortie de tuyère [19, 20]. Pour une fluctuation de tension de 15%, des variations de 8.5% pour la température (30% pour l'enthalpie) et de 10% pour la vitesse ont été mesurées pour un plasma de Ar-H2; cela par conséquent influence la vitesse et la température des particules.



(a) (b)

Figure I.8 : Tension en fonction de temps dans les modes restrike dans un jet plasma d'Ar-H2 (a) et mode takeover. dans jet plasma d'Ar (b). [18, 19, 17] (a)



(a) (b)

Figure I.9: Images du jet plasma mettant en évidence les fluctuations (a). Tracé des Isothermes Montrant les écarts types liés aux fluctuations du jet plasma (b).

1.2.4. Caractéristiques de jets plasmas

Les plasmas thermiques se forment seulement si la fraction molaire électronique (xe) Des gaz plasmagène est supérieure à 0,01. Cette valeur peut être obtenue aux températures de 8000 K pour Ar, N2, O2, H2 et 13000 K pour He. Au dessous de ces températures la conductivité électrique des gaz est très faible (Figure 1.10a) [21, 22]. Après la dissociation (de 3000 à 5000 K pour H2 et O2, et de 6000 à 8000 K pour N2) ou l'ionisation (de 8000 à 16000 K pour Ar, H, N et O, et de 12000 à 26000 K pour

He), l'enthalpie et la vitesse du plasma augmentent considérablement. Ainsi, la chaleur spécifique (cp) et la conductivité thermique (κ) du gaz plasmagène qui sont fonction de cp approchent leurs valeurs maximales pour une pression constante [23]. H2 et He ont respectivement les valeurs les plus élevées de κ aux températures 3000 et 12000 K. Ces gaz sont donc souvent utilisés pour améliorer le transfert de chaleur plasma-particules (Figure I.10b). La vitesse du jet plasma est principalement contrôlée par la masse molaire des gaz. L'argon, possédant une masse molaire importante, est le gaz plasmagène le plus utilisé. La viscosité du jet plasma peut être décrite par la relation simplifiée suivante :

$$\mu = \frac{2}{3\sqrt{\pi}} \frac{\sqrt{mkT}}{\sigma_0}$$

Avec

m	masses molaires des gaz formant le plasma (kg)
K	constate de Boltzmann (1,38.10-23 JK-1)
T	température des gaz plasmagènes
σ0	section efficace (total scattering cross section) (m^2)

Pour un gaz (ou un mélange des gaz), la viscosité augmente initialement jusqu'à la Température d'ionisation. Après l'ionisation, la viscosité diminue quand la température augmente à cause de l'accroissement du libre parcours moyen des collisions entre les espèces excitées (Figure I.10 c).

Plusieurs auteurs ont essayé d'effectuer la mesure des distributions de températures et de vitesses des jets plasmas. Pour les mesures de température, les techniques les plus exploitées sont : la spectroscopie d'émission [24], la sonde enthalpique couplé avec un spectromètre de masse [25], la diffraction rayleight [27] et la Coherent Anti-Stokes Raman spectroscopie [28] pour T < 8000 K. Pour mesurer la vitesse dans le cœur du jet, les méthodes optiques basées sur la propagation des fluctuations de lumière du plasma ont été utilisées [19, 24]. Dans le panache du plasma les mesures de vitesse sont effectuées grâce à la sonde enthalpie couplée avec un spectromètre de masse [25].

Soit le gaz plasmagène, des températures entre 8000 et 14000 K (Figure I.11), des vitesses de 600 à 2000 ms-1 (pour gaz plasmagène : Ar-H2 45:15 Nl.min-1, diamètre interne d'anode : 7mm) et des flux de chaleur de l'ordre de 1010 Wm-2. Dans le jet les gradients thermiques ainsi que les gradients de température et de vitesse (respectivement environ 107 K.m-1 et 5.105 s-1) sont renforcés par la fluctuation du pied d'arc [27, 28].

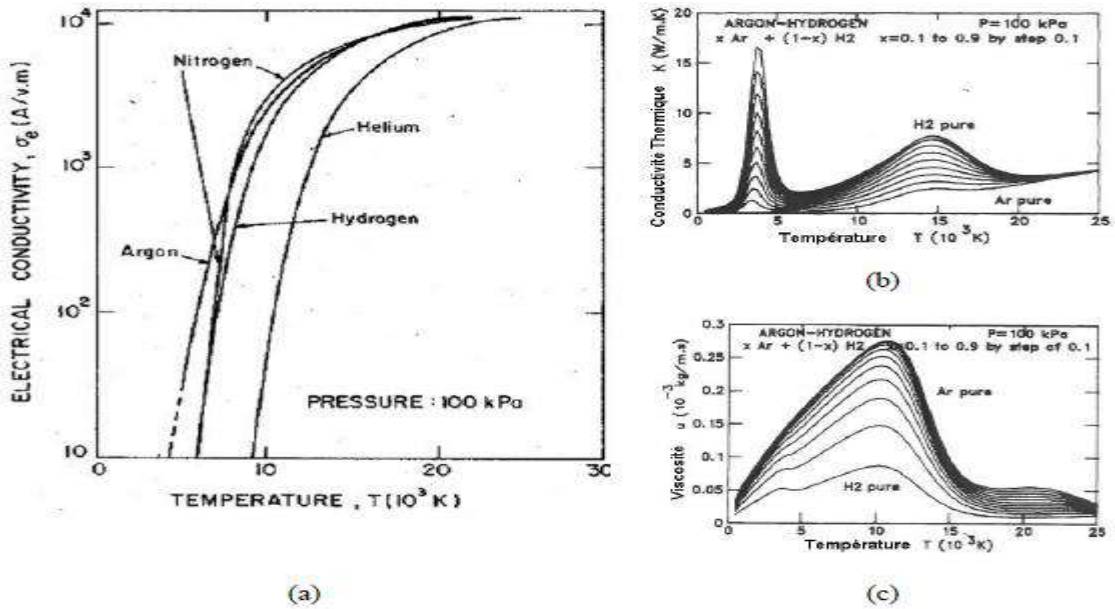


Figure I.10 : Caractéristiques des gaz plasmagènes en fonction de la tempéra conductivité électrique (a), conductivité thermique (b) et viscosité (c).

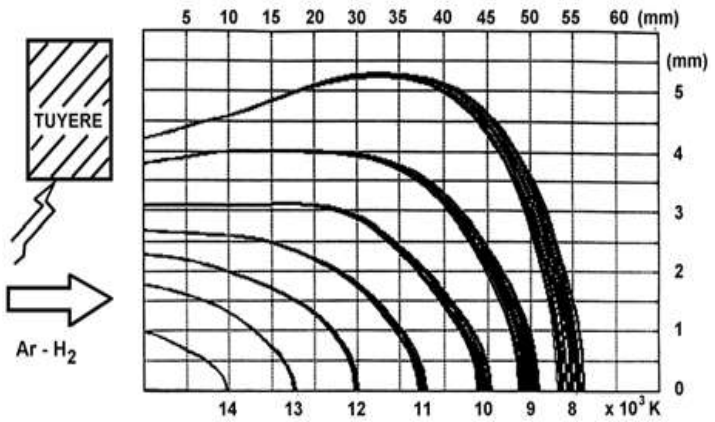


Figure I.11 : Isothermes pour un mélange Ar-H2 (45:15 Nl.min-1) dans l'air [27, 28].

1.3 Traitement des particules dans le plasma

1.3. 1 Injection et co-injection des particules dans le plasma

Lors de la projection plasma, le matériau projeté sous forme de poudre est injecté localement dans le plasma par un ou plusieurs injecteurs métalliques, le transport des particules étant assuré par un gaz porteur (usuellement de l'argon). Les injecteurs sont, le plus couramment, perpendiculaires à l'axe de la torche [29,30]. Leurs diamètres internes varient entre 1,2 mm et 2 mm afin de limiter la dispersion du jet de poudre. La position de la sortie d'injecteur par rapport à la sortie de tuyère et à l'axe de la torche est un paramètre majeur car elle va définir (avec le débit de gaz porteur) la trajectoire du jet de poudre et donc le traitement thermique des particules par le plasma. Les différentes trajectoires des particules sont essentiellement dues à leur distribution granulométrique et à leurs masses spécifiques (la quantité de mouvement donnée à chaque particule est différente) ainsi qu'aux collisions avec la paroi de l'injecteur et entre elles [30,25]. Cela induit des variations importantes en quantité de mouvement des particules dans le plasma, entraînant des trajectoires divergentes en sortie d'injecteur et donc un traitement thermique également différent. Cette divergence est d'autant plus marquée pour les particules fines, de taille inférieure à 20 microns [30], et légères (alumine par exemple) [25]. Les plasmas étant des fluides très visqueux, le débit du gaz porteur doit être ajusté de façon à adapter la quantité de mouvement des particules en

sortie de l'injecteur et ainsi assurer leur pénétration dans le plasma. Ce débit dépend des caractéristiques de la poudre (masse volumique, répartition granulométrique, morphologie des particules), de celles de l'injecteur (diamètre, position, angle avec l'axe de la torche) et de la puissance dissipée du plasma. Afin d'obtenir un rendement de projection maximal, il est nécessaire que la majorité des particules injectées voyage le long de la zone la plus chaude du plasma afin d'être complètement fondue. Le débit de gaz porteur doit être ainsi suffisant pour entraîner les particules au coeur du plasma sans toutefois les faire traverser le dard trop rapidement. Plus les particules injectées sont petites, plus elles doivent être injectées avec une vitesse élevée. L'injection d'une poudre constituée de deux matériaux différents (densité, granulométrie, morphologie, …) peut donner lieu à une ségrégation des particules dans le plasma, induisant des hétérogénéités de composition dans le dépôt [28]. Ce

problème peut être résolu par l'utilisation de deux injecteurs séparés (co-injection). Suivant la position des injecteurs et de la nature du matériau projeté, les particules présenteront différentes trajectoires [19], d'où la nécessité de maîtriser les paramètres d'injection afin d'obtenir la microstructure de dépôt voulue.

I.4. Interactions plasma-particules

Les études numériques et expérimentales effectuées montrent que les interactions entres les particules dans le plasma sont négligeables [29] sauf dans le cas de surcharge ou 'dense landing' [30] ce qui en projection classique, suivant la taille des particules correspond à des débits masse de poudre entre 4 et 8 kg.h-1 ; les transferts plasma/particules restent toujours les phénomènes plus importants et nous ne nous intéressons qu'à eux.

La qualité d'un dépôt dépend essentiellement de l'état de fusion et de la vitesse des particules au moment de leur impact sur le substrat. Le plasma doit donc fournir aux particules injectées les quantités de chaleur et de mouvement nécessaires à leur fusion et à leur accélération [31].

Les transferts de ces quantités, entre le plasma et les particules, contrôlent les trajectoires de ces dernières et leur état de fusion. Engelke [32] a proposé une relation simplifiée (Équation 1-2) liant l'état de la fusion des particules par le jet et les paramètres caractérisant la torche à plasma.

$$\frac{L(\bar{k}.\Delta T)^2}{V_f \mu} > \frac{(Q_l.d)^2}{16\rho}$$

Avec L longueur efficace du jet plasma(m) V_f vitesse de la particule (m.s^{-1})

$\bar{k}$ Conductivité thermique moyenne du Plasma Q_l $mc_p(T_m - T_0) + mL_m$ (J)

ΔT Gradient de température de couche Limite (K) d diamètre de particule (m)

μ viscosité de particule liquide (pa.s) ρ masse volumique de particule (kg.m^3)

c_p Chaleur spécifique (J.$kg^{-1}.K^{-1}$) L_m Chaleur latente de fusion (J. kg^{-1})

L'Équation 1-2 montre que l'état de fusion des particules est fonction de temps de séjour des particules dans le jet plasma, des températures rencontrées ainsi que de la conductivité thermique moyenne du plasma. Ces valeurs dépendent elles-mêmes de la nature des gaz plasmagènes et de l'enthalpie fournie au plasma. Récemment, d'autres auteurs ont abouti aux mêmes conclusions [33,34]. La nature et les propriétés des gaz dans la couche limite entourant chaque particule, gouvernent notamment les transferts de chaleur et de quantité de mouvement entre le jet plasma et les particules. La couche limite est très complexe du fait de la présence de particules élémentaires chargées et du gradient thermique entre l'enveloppe gazeuse et la surface de la particule. Cette couche peut présenter de fortes déviations par rapport à l'équilibre chimique et cinétique modifiant les transferts plasma particules.

Le transfert thermique plasma-particule est principalement dû aux mécanismes suivants [35,36]: la conduction et la convection thermique dans la couche limite, le bombardement électronique, l'absorption de rayonnement et les réactions chimiques. En l'absence de réaction chimique, c'est le chauffage par conduction-convection dans la couche limite qui joue le rôle principal et les effets de Rayonnement sont négligeables [37]. Cependant, ces mécanismes peuvent être perturbés par l'évaporation, la charge électrostatique des particules, l'effet de raréfaction et l'état de la couche limite thermique.

Les flux thermiques importants (>108 W.m-2) du jet peuvent conduire à une vaporisation des particules [38]. Ce transfert de masse modifie le transfert thermique aux particules, en absorbant, dans la couche limite, une partie du flux thermique et contribue au refroidissement du jet [39]. L'évaporation des particules se traduit également par une diminution du rendement de dépôt, et peut induire des défauts de microstructure lorsque les vapeurs se recondensent à la surface du dépôt en formation, par exemple sous la forme d'inclusions sub-microniques [40]. Le phénomène de conduction thermique interne dans les grains, pour part
$\kappa > 0.03$ (le rapport des conductivités thermiques moyennes du plasma κ à celle de la particule part κ), peut se traduire par une surface atteignant la température d'évaporation et même d'ébullition alors que le centre de la particule est toujours

solide. Ce phénomène est notamment important pour les matériaux réfractaires (mauvais conducteurs de la chaleur) comme les matériaux céramiques qui nécessitent un meilleur transfert de chaleur du plasma à la particule. Ceci peut être obtenu en ajoutant de l'hydrogène ou de l'hélium au gaz plasma. Le mode de fabrication des poudres à projeter rentre aussi en compte dans l'efficacité du transfert thermique. La propagation de chaleur est plus importante pour les poudres peu denses (fabriquées par agglomération par exemple) que pour les poudres denses. Les transferts de quantité de mouvement, les forces qui contrôlent la trajectoire des particules dans le jet de plasma sont les suivantes [41] :

- la force de traînée visqueuse est la force la plus importante. Elle varie en fonction de l'évaporation de la particule et des effets de non-continuité dans la couche limite. Lors de la variation de l'état de la couche limite entourant la particule, le terme de Basset intervient et ne représente pas plus de 10% de la force de traînée,
- la force de masse ajoutée est liée au volume du fluide déplacé par la particule,

- la force de thesmophores est liée aux gradients de température dans la couche limite induisant des gradients de concentration,
- la force de gravité

En général ces dernières trois forces sont négligeables devant la force de traînée. Ces forces peuvent être modifiées dans le jet de plasma par le gradient thermique important dans la couche limite, la charge électrostatique de la particule, son évaporation, la morphologie des poudres et la turbulence du jet. Cette dernière, qui se traduit par des tourbillons orientés de manière aléatoire, entraîne pour les petites particules (< 20 μm), une déviation de leur trajectoire [42].

1. 5. Construction d'un dépôt projeté plasma

Un dépôt plasma est constitué par l'empilement de lamelles issues de l'étalement et de la solidification rapide des particules de poudre fondues et accélérées par le plasma. L'étalement des particules sur le substrat et sur les lamelles précédentes est l'une des étapes les plus importantes de la projection plasma. La morphologie de la lamelle (couramment appelée « splat » en anglais) est déterminante pour la qualité (adhérence et autres propriétés) du dépôt. La manière dont les gouttelettes s'étalent et

se solidifient influe notamment sur la porosité du dépôt et sur la rugosité finale du dépôt. Les lamelles ont des épaisseurs comprises entre 1 et quelques microns et des diamètres variant entre 50 et 100 μm. La structure des dépôts dépend donc des paramètres des particules à l'impact (vitesse, température, taille) mais également des paramètres liés au substrat (nature, rugosité, température de préchauffage, chimie de surface). Cet empilement confère aux dépôts une structure lamellaire particulière anisotrope et

Hétérogène de lamelles individuelles. Ce mode de construction génère des défauts : pores, fissurations inter lamellaires (macro fissuration), fissures intra lamellaires (microfissuration), zones de contact plus ou moins parfaites aux interfaces lamelle-lamelle et lamelle-substrat, rugosité de surface, dont la présence peut être préjudiciables aux propriétés d'usage. Lors de la projection en atmosphère réactive, des phases (oxydes, nitrures,…), créées in situ au cours de la projection, Cette microstructure lamellaire est représentée schématiquement en Figure I. 12

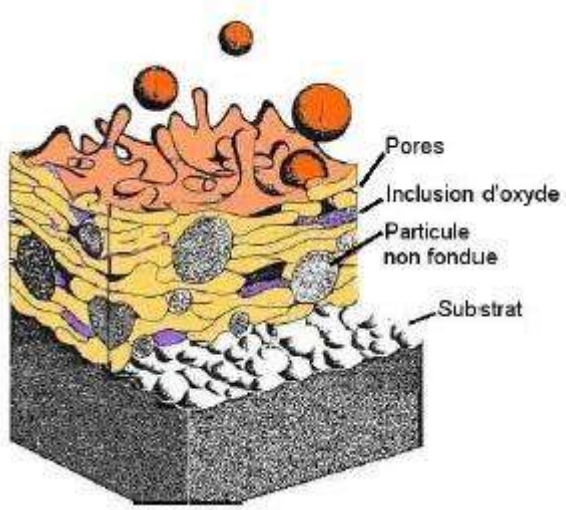


Figure I.12 : Représentation schématique de l'empilement des lamelles lord la projection plasma d'après

1.6 Réactivité chimique en projection plasma

Les particules injectées dans le plasma peuvent réagir avec les espèces réactives présentes (radicaux libres, ions, …), suite au chauffage, à la dissociation et à l'ionisation des gaz plasmagènes. De plus, l'atmosphère environnante introduite autour du plasma peut être à l'origine de réactions chimiques avec les particules [31].

Les dépôts projetés plasma de cette étude ayant été réalisés par APS et RPS sous azote.

1.6.1Oxydation

La projection plasma sous air atmosphérique (APS) de poudres métalliques s'accompagne généralement de phénomènes d'oxydation. Les dépôts obtenus présentent des oxydes au sein de la matrice métallique. Différents auteurs ont montré que l'oxydation pouvait intervenir à différents stades du procédé [43,44,45] :

- lors du vol des particules dans le plasma
- lors de la construction du dépôt : pendant la formation des lamelles sur le substrat et lors du refroidissement du dépôt, entre chaque passe de projection (passage de la torche plasma).

I.6.2 Oxydation des particules en vol

Un phénomène d'entraînement de l'atmosphère ambiante a lieu dans le plasma. En APS, l'air atmosphérique est pompé par le plasma en sortie de tuyère et diffuse jusqu'à son cœur. Les particules injectées dans le plasma sont à l'état fondu ou proche de cet état. Des interactions gaz-liquide entre ces particules et l'oxygène de l'air pompé associé aux hautes températures rencontrées dans le plasma peuvent ainsi survenir. Une couche d'oxyde est alors formée à la surface de la particule à l'état fondue du fait de réactions chimiques entre la surface de la gouttelette et l'oxygène et par diffusion de l'oxygène au sein de la particule [45]. Néanmoins, les différentes études citées précédemment sur la réactivité en projection plasma ont montré que la diffusion ne pouvait pas être seule responsable de l'oxydation des particules en vol. En effet, des taux d'oxydation bien plus élevés que ceux attendus pour un phénomène de diffusion ont été observés. Il a été alors proposé que dans le coeur du plasma, le ratio des viscosités cinématiques du plasma et de la particule, ainsi que le nombre de Reynolds des particules peuvent atteindre respectivement des valeurs supérieures à 50 et à 20. Sous ces conditions, la vitesse de la surface de la particule est supérieure à la vitesse moyenne de la particule, ce qui induit des circulations internes dans la gouttelette nommées mouvements convectifs [46]. La couche d'oxyde formée à la surface de la particule liquide et l'oxygène absorbé à la surface sont alors entraînés vers le coeur de la particule par convection. Le renouvellement permanent de la

surface de métal liquide, du fait de l'entraînement d'oxydes au sein de la gouttelette, augmente la réactivité des particules. Ce phénomène de convection est le mécanisme dominant lorsque la particule est dans le cœur du plasma. Quand la particule entre dans le panache du plasma, en aval du cœur, la vitesse du plasma commence à décroître progressivement du fait de son expansion, engendrant une diminution graduelle du mouvement convectif au sein de la particule. L'oxydation est alors régie par le phénomène classique de diffusion [47,46]. En outre, la température de la particule décroît également en s'éloignant du cœur du plasma. Une couche d'oxyde se forme alors à la surface de la particule et les oxydes entraînés au sein de la particule par convection commencent à se solidifier [45]. Les observations en coupe de particules collectées en vol permettent de mettre en évidence la présence de nodules d'oxydes à l'intérieur de celles-ci, comme le montre la Figure I. 13

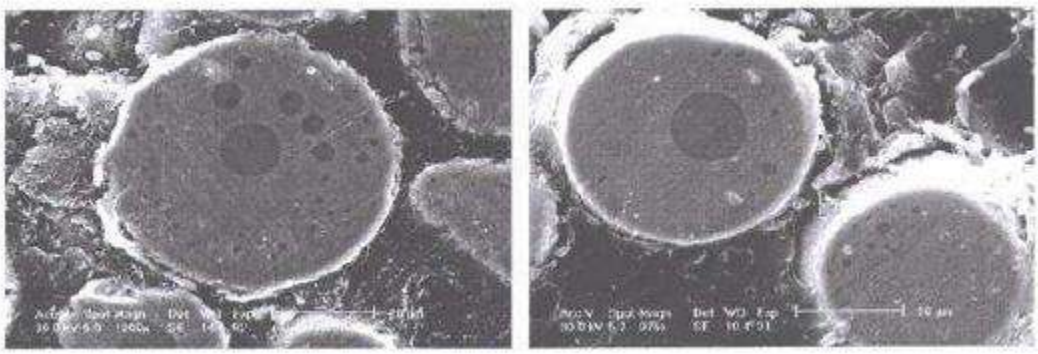


Figure I.13 : Inclusions d'oxyde dans des particules de fer
(Mode APS, Ar-H2)

I.6.3 Oxydation du dépôt en cours de formation

Durant l'étalement de la lamelle, sa surface supérieure est exposée aux gaz chauds du plasma et cela peut entraîner son oxydation. Le temps de solidification d'une lamelle (de l'ordre de quelques microsecondes) est supérieur à celui nécessaire à son étalement (de l'ordre de la microseconde). Dans ce cas, la réaction d'oxydation de la lamelle est essentiellement de type gaz-solide et survient avant l'arrivée d'une nouvelle lamelle [44]. Après étalement des lamelles, le dépôt continue de s'oxyder jusqu'au passage suivant de la torche plasma. Cette oxydation dépend de la température à laquelle le dépôt est gardé, une haute température permettant l'oxydation par diffusion. Le taux d'oxydation lors de l'étalement d'une lamelle reste négligeable par rapport à celui après impact d'une lamelle sur le substrat ou une autre lamelle. En effet, chaque lamelle n'est soumise à l'air ambiant que pendant quelques

microsecondes (10-20 μs) avant d'être recouverte par une autre lamelle alors que le temps entre deux passes de projection consécutives est nettement plus élevé. Il peut s'écouler de quelques secondes à plusieurs heures. Ce temps dépend du débit de poudre, de la vitesse de déplacement de la torche, de la taille et géométrie du substrat et du rendement du procédé

1.6.4Nitruration

Le mécanisme de nitruration lors de la projection plasma réactive sous azote est identique à celui décrit pour l'oxydation. Lors du vol des particules dans le plasma, un phénomène de convection régit la nitruration des particules dans le cœur du plasma alors que dans son panache, il s'agit d'un phénomène de diffusion. Au cours de la croissance du dépôt, la nitruration peut être observée dans le cas de diffusion à haute température si la température du dépôt est maintenue à une température suffisamment élevée. Ces mécanismes ont été mis en évidence lors de la projection de particules d'alliages de titane sous une atmosphère d'azote [47, 50, 51].

I.7 Domain d'utilisation

Tous les secteurs d'activité sont aujourd'hui concernés par la projection thermique. Si la protection anticorrosion reste le cas d'application le plus fréquent, certains secteur comme l'automobile présentent des applications multiples parmi lesquelles on peut citer à titre d'exemple : soupapes, segment de piston, anneaux de synchroniseur, disque d'embrayage, cylindres, pompe, platines d'alternateurs, plaquettes de freins.

Les domaines d'application des dépôts projetée par plasma ne cessent de s'élargir avec la réalisation de multi matériaux d'avenir tels que des dépôts métallique sur des pièces en polymères

Projection plasma a débouché sur la sonde à oxygène des pots catalytiques. Uniquement pour cette application, 130 tonne de spinelles ont été utilisées dans le monde en 1997.

La technique de cette projection possède une panoplie très étendue de matériaux d'apport, ce qui va lui permettre d'intervenir dans de nombreux cas d'application décrites dans les exemples suivants :

I.7.1protection contre la corrosion

Le terme de corrosion désigne l'ensemble des phénomènes physico-chimique qui altère la surface des pièces métallique placées dans des ambiances agressives. Quand il s'agit de protéger des métaux, et plus particulièrement les aciers, la projection thermique joue un rôle primordial.

- La corrosion sèche
- La corrosion humide

I.7.2Corrosion sèche

Elle s'apparente à une attaque chimique et le plus souvent une oxydation0 la projection à chaud apporte des solutions, soit par application de dépôts d'alliages auto- fusibles du type (Ni, Cr, B, Si) qui sont étanches par opération de refusions, soit de dépôt rendus étanches après projection par des traitements thermique, mécanique, chimique, ou par application de peintures ou de résines

On peut citer, par exemple, le traitement thermique de couche d'aluminium sue acier qui, sous l'effet de la température (400°C), forment avec le fer des aluminure de fer ayant de très bonnes propriétés d'in oxydabilité

Des traitements mécaniques peuvent également densifier des revêtements de métaux relativement malléables : usinage de ces dépôts par tournage, moletage ou compactage par projection sur la surface des particules sphériques métalliques ou céramiques (verre, zircone, par exemple)

I.7.2.1corrision humide :

Dans ce cas, le milieu humide joue le rôle d'électrolyte et des différences de potentiel peuvent s'établir entre le métal et son oxyde, entre deux zones oxygénées différemment, ou plus simplement entre les différents métaux d'un assemblage. Il y a alors formation d'une pile et consommation de l'anode.

La parade à ce genre de corrosion consiste à déposer sur les surfaces métalliques à protéger des revêtements de métaux plus anodiques. Dans le cas de l'acier, le zinc et l'aluminium sont les plus utilisés ; un mélange des deux (85Zn-15Al) permet de bénéficier des avantages des deux métaux.

I.7.3protection contre l'usure :

L'usure des surface des métalliques est la perte progressive du matériau à sa surface lorsqu'il est soumis au frottement. Elle est dommageable, sauf pendant le rodage et limite la durée de fonctionnement des machines.

L'usure d'un mécanisme ne ressort pas uniquement du rôle joué par la lubrification, la pression et la vitesse, mais relève aussi des nombreux autres facteurs tels que la technologie de l'ensemble et de chaque pièce prise séparément, de leur métallurgie et en particulier des traitements de surface, des leurs tolérances de fabrication et des conditions d'environnement climatique telles que la température, la corrosivité, l'humidité et l'abrasivité.

Le problème de l'usure est présent dans presque tous les montages mécaniques et les ressources de la projection thermique permettent souvent de trouver des solution à ce problème. Les revêtements sont choisis en tenant compte de leur nature, leur dureté et leurs qualités de surface brute de dépôt ou usinée. Le choix est fait surtout après avoir étudier la cause de l'usure.

I.7.4 Usure par frottement

Elle s'exerce sur deux pièces en contact et mouvement l'une par rapport à l'autre et peut se faire dans une ambiance lubrifiée ou non.

On la combat en choisissant :

- Des m'taux antagonistes ayant les plus faibles coefficients de frottement (utilisation du molybdène par exemple) ;
- Des matériaux durs (utilisation des carbures de tungstène ou des alliages auto-fusibles) ;
- Des matériaux qui allient les deux qualités déjà citées (utilisation d'oxyde de chrome

I.7.5 Usure par abrasion

Cette forme d'usure se produit quand le frottement se fait en présence de particule abrasive. Ce sont les matériaux dure qui combattent le mieux cette usure, tels que des céramique ou des alliages auto-fusibles chargés de carbures métalliques.

I.7.6Usure par corrosion

Elle se manifeste sous l'effet d'un jet des particules entrainées à grande vitesse par un fluide liquide ou gazeux. Dans ce cas, il est possible que des matériaux très durs ou très tendres puissent une solution. Les matériaux très durs sont les même que ceux cités aux paragraphes précédant ; quant aux matériaux très tendres, on peut signaler par exemple le plob.

I.7.7 Usure par fretting :

C'est l'usure provoquée à l'interface de deux pièces en contact par des vibrations de faible amplitude. La notion de fatigue de surface intervient et les revêtements susceptibles de convenir doivent présenter une bonne cohésion inter granulaire. Les alliages auto-fusibles (Ni, Cr, B, Si) ou (Co, Cr, B, Si) donnent de bons rasultas sur des montages peu sollicités. Dans le cas de sollicitations plus importantes, les carbures de tungstène avec matrice cobalt ou les carbures de chrome avec matrice nickel-chrome sont mieux adaptés.

I.7.8 Usure par adhésion

C'est le type d'usure le plus couramment rencontré. Elle est due au cisaillement par frottement des micros soudures ou jonction qui se forment entre deux aspérités en contact direct métal/métal. Lorsque les deux surfaces sont en mouvement relatif, l'énergie thermique dissipée par frottement, alliée aux très fortes pressions ponctuelles, suffit pour provoquer un écoulement plastique localise du métal et souder les aspérités en contact. Les deux surfaces dénudées adhérent, soit par solubilité et diffusion : on dit qu'il y a soudure chaude, soit par adsorption solide : c'est la soudure froide.

1.7.9 Application aéronautiques :

Dans les moteurs à turbine d'avion, de nombreuses pièces font appel à la projection thermique en générale et à la projection par torche plasma en particulier comme :

- Les surfaces des aubes de turbine ;
- La chambre de combustion ;
- Les joints labyrinthes ;
- Les stators rotors de compresseurs ;
- Les fixations d'aubes ;
- Les chemins de roulement de volts

I.7.10 Application d'isolation par les barrières thermique :

I.7.10.1 la fonction barrière thermique :

Elle est utilisée par les dépôts des matières très réfraction. Ces dépôts sont employés partout ou se rencontre une corrosion à chaud très agressive(matériel de four, pièces de moteurs thermique, moules, ect…). Les plus grosses utilisations sont les constructeurs de moteurs d'avion qui l'utilisent dans leurs ateliers intégrés ou dans des ateliers agrées.

I.7.10.2 revêtements utilisés comme barrières thermique

La réalisation de couche pour l'isolation thermique des matériaux est un des grands domaines d'application des techniques de projection par procédé plasma. Ainsi, VOLVO FLYGMOTOR a développé cette technique pour générer des dépôts céramiques de ZrO2-Y3O3 utilisés comme barrières thermiques.

Une barrière thermique doit regrouper les qualités suivantes :

- Résistance à l'oxydation
- Faible conductivité thermique
- Stabilité thermique
- Coefficient de dilatation thermique proche de celui de la couche d'accrochage ou du substrat
- Une barrière thermique est constituée de la façon suivante :

Le matériaux céramique (Zr O2), alliée à l'oxyde (Y2 O3),est souvent utilisé pour réaliser des revêtement qui jouent le rôle de barrière thermique pour ses qualités d'isolant thermique et sa bonne résistance à l'oxydation coupé à une couche

d'accrochage en(Ni Cr Al Y).pour obtenir les caractéristiques mécanique requises par les conditions d'utilisation et pour avoir une durée de vie aussi longue que possible du revêtement , il est nécessaire de bien connaître le matériaux ainsi que les spécification structurales induites par le procédé de génération du dépôt. Une étude en service est d'autre part indispensable pour bien comprendre les mécanismes d'endommagement et pouvoir ainsi optimiser les caractéristiques du revêtement.

Revues critiques :

Le phénomène d'interaction plasma-particule sont étudiés par des plusieurs chercheurs tel que :

Gerardo Trapaga Et Julian Szekely [26] Ont présentés description de la propagation des gouttelettes effectuant sur un substrat plein. Les problèmes de ce type sont d'intérêt pratique principal pour la projection par plasma (picoseconde) et dans le jet formant les opérations (SF).Tandis que la présente étude était confinée aux aspects de flux de fluide du processus, l'information a été produite sur les deux dimensions finales de gouttelette et le temps requis pour compléter le processus de propagation. Par ce traitement, il est possible de rapporter ces quantités (la taille de gouttelette et le temps de propagation) aux conditions de fonctionnement, c.-à-d., taille de gouttelette et vitesse de gouttelette, et propriétés matérielles. Pour les états typiques de SF (tailles de gouttelette dans les vitesses de gamme 100-/XM et de gouttelette dans la gamme de 100 m/s), les temps de propagation étaient de l'ordre des microsecondes, c.-à-d., sensiblement plus courtes que le temps prévu de solidification.

J. Mostaghimj [27] Est décrit un modèle pour prévoir la forme de gouttelette dans le procédé du brouillard de plasma. Les résultats prouvent que le processus d'impact est composé de la propagation et du recul. Le degré de propagation augmente avec du Re 25; tandis que la propagation du temps est proportionnelle au rapport du diamètre initial à la vitesse d'impact. Dans la plupart des conditions, la solidification simultanée joue un rôle secondaire en arrêtant la propagation. La prolongation du modèle aux situations à trois dimensions et quelques résultats préliminaires sont également discutés.

Javad Mostaghimi, 1, 2 Mohammad Pasandideh-Fard, 1 and Sanjeev Chandra[28] L'article décrit des développements récents en modelant de formation du jet de plasma. Une attention spécifique est prêtée à la simulation tridimensionnelle de l'impact et de la solidification de gouttelette dans des conditions de projection par plasma. On lui montre que l'ampleur de la diffusion de maximum est principalement déterminée par le nombre de **Reynolds**, à un peu de degré, par le nombre de **Weber**. L'éclaboussement et la dissolution sont montrés pour être le résultat de la solidification; les instabilités liquides ne jouent pas un rôle significatif à cet égard. En conclusion, l'effet de la solidification sur la propagation de gouttelette est insignifiant quand le rapport du nombre de **Stefan** au nombre de **Prandtl** est beaucoup plus petit que l'unité.

Chang-Jiu Li and Jing-Long Li[29] Ont fait une étude sur le processus de aplatissement d'une gouttelette isotherme empiétant sur le substrat plat dans la projection par plasma est étudié numériquement et utilisant la technique de « Marqueur-Et-Cellule » qui permet l'évolution de la gouttelette/de la pression dynamique contact de substrat. Les distributions des pressions sur la surface de substrat pendant l'aplatissement sont calculées sous différents états de gouttelette. La corrélation de la distribution de la pression de contact maximal. Le long de la surface de substrat avec la morphologie observée de splat est examinée. Les résultats prouvent que la pression passagère de contact est au commencement haute et se concentre à un petit secteur entrant en contact et puis écarte rapidement avec aplatissement de gouttelette. La pression maximum est située à l'avant de la gouttelette à une partie de la déformation, qui conduit le fluide se déplaçant rapidement le long du substrat et des résultats dans l'écoulement latéral. La pression de contact est principalement associée à la densité et à la vitesse de gouttelette. La pression maximale réduit monotoniquement avec l'aplatissement et devient négligeable à la région où le degré d'aplatissement est plus grand que 2.

L'importance de la pression résultant du gaz d'évaporation par le chauffage rapide de l'eau adsorbée sur la surface de substrat est comparable à celle de la pression dynamique de contact à la région où le degré d'aplatissement s'étend de 1.5 à 2. On lui suggère que la pression réduite de contact à l'étape tardive de la propagation et de la perturbation par la pression évaporation-induite résultant du chauffage rapide des adsorbants extérieurs en aplatissant la gouttelette puisse contribuer de manière significative à l'éclaboussement d'aplatir la gouttelette et la formation d'un splat disk-like réduit. Impact et solidification de gouttes de métal sur substrat

Cédric Le Bot (1), Eric Arquis (1), Didier Delaunay (2) (1)Laboratoire MASTER-ENSCPB (2) Laboratoire Thermocinétique[30] La fabrication de films fins reste mal maîtrisée, car la pulvérisation de gouttes génère des imperfections, telles que la porosité du revêtement, et une mauvaise adhérence à la surface.

Le présent sujet a pour objet d'étudier la dynamique et la thermique lors de l'impact et la solidification de plusieurs gouttes par simulation numérique directe, afin de déterminer en fonction des paramètres initiaux (vitesse, température et diamètre des particules fluides, caractéristiques du matériau utilisé…) quel état de surface on obtient après interaction et solidification des gouttes. Pour cela, on analysera l'évolution du front de matière, et des flux thermiques associés à cet écoulement. Afin de découpler les aspects dynamiques et thermiques de la goutte, et d'étudier le comportement du métal en solidification, des expériences sont réalisées sur des lames d'indium initialement liquides, en contact brusque avec une surface froide.

Zhi-Qiang Feng[31] On présente un modèle numérique pour simuler l'écrasement d'une particule fondue contre un substrat pendant le processus de projection thermique à plasma. Le modèle proposé utilisé la méthode des éléments finis dans la formulation Lagrangienne en grandes déformations. Une technique de remaillage adaptatif automatique permet de bien suivre la surface libre et assure une bonne précision des résultats. Dans Ce modèle on tient compte du contact avec frottement entre la particule et le substrat représentant une certaine rugosité. On considère également le problème transitoire thermique couplé avec le problème d'impact et d'étalement de la particule.

S Kamnis et S Gu1 **[32]** On projette que des particules de poudre d'un pistolet de pulvérisation thermique vers des substrats produisent des revêtements de protection. Un arrangement clair de l'impact dynamique quand les gouttelettes établissent le contact avec des substrats est critique pour commander et optimiser le procédé du brouillard thermique. Une gouttelette le modèle d'impact est développée pour simuler la dynamique d'écoulement transitoire pendant l'impact, la propagation et la solidification.

Le volume de la technique de cheminement extérieure liquide est utilisé dans une maille structurée eulérienne fixe. Le modèle numérique est validé avec des données expérimentales des mesures de gouttelette de bidon. Les résultats montrent que la résistance de contact thermique est l'élément clé en caractérisant l'aspérité de substrat pour la modélisation d'impact. On le constate que l'occlusion de propagation, de solidification et d'air sont étroitement liées à l'aspérité.

Martin e. Valdez, pello uranga, katsuhiro fuchigami, h. Shibata, and alan w. Cramb[33] Ont fait une étude pour déterminer les conditions dans lesquelles l'alumine peut agir en tant que nucleant hétérogène pour lancer la solidification du fer liquide undercooled. Undercooling d'une gouttelette sessile de fer pur en contact avec les substrats Al2O3 a été mesuré sous des pressions partielles de l'oxygène commandé en observant le recalescence de gouttelette. Les résultats expérimentaux ont indiqué qu'undercooling du fer liquide, en contact avec un substrat Al2O3, n'a pas eu une valeur unique, variée de 0 °C au °C 290, et a été sensiblement affecté par la teneur en oxygène de la phase gaseuse et du degré d'interaction entre l'oxyde et le métal. Les undercoolings profonds sont possibles aux potentiels à faible teneur en oxygène, si le potentiel de l'oxygène est tel que la décomposition substantielle de substrat ne se produit pas. La mesure a été undercooling une forte fonction de la teneur en oxygène en phase gazeuse et d'un maximum dans undercooling de 290 ° C a été mesuré à PO2 5 10? 19 atm. La variation d'undercooling a été liée au mouillage du substrat par le métal liquide, où les undercoolings les plus profonds se sont produits quand l'angle de contact le plus élevé entre le substrat et la gouttelette liquide a été réalisée.

H.B. Parizi, L. Rosenzweig, J. Mostaghimi, S. Chandra, T. Coyle, H. Salimi, L. Pershin, A. McDonald, and C. Moreau [34] Ont présentent des résultats de simulation numérique pour les gouttelettes fondues de nickel et du zirconia (YZS) effectuant sur différentes surfaces micro-échelle-modelées de silicium. La simulation numérique a clairement montré l'effet de l'aspérité et de la solidification sur la forme du splat final, aussi bien que la création de pore sous le matériel pulvérisé. Des simulations ont été effectuées utilisant le logiciel dynamique liquide informatique, SimDrop. Le code emploie un algorithme tridimensionnel de différence-finie résolvant le plein Navier-Charge l'équation, y compris le transfert de chaleur et le changement de phase. Un volume de liquide (VOF) dépistant l'algorithme est employé pour dépister la surface gouttelette-libre.

La résistance de contact thermique à l'interface de gouttelette-substrat est également incluse dans le modèle. Une attention spécifique est prêtée à la simulation de l'impact de gouttelette dans des conditions de projection par plasma. Les tailles de gouttelette se sont étendues de 15 à 60 microns avec des vitesses initiales de 70-250 m/s de surfaces de substrat. ont été modelées avec des rangées régulières de cubes 1-3 LM haut, espacées 1 LM ou 5 LM entre eux. Les différentes morphologies de splat ont produit par des simulations sont comparées à ceux obtenues à partir de l'expérience entreprise dans le mêmes impact et conditions extérieures.

R. Ghafouri-Azar, S. Shakeri, S. Chandra, J. Mostaghimi [35] Nous avons photographié le débarquement fondu de gouttelettes de bidon (diamètre de 2.2millimètres) décentré sur un splat circulaire constitué par l'impact et la solidification des autres, baisse identique. Les formes finales de splat étaient sensibles à l'espacement entre les centres de gouttelette, qui a été varié de 1.0 à 5.0millimètres.

Nous avons employé un modèle tridimensionnel de la propagation et de la solidification pour simuler des interactions entre les gouttelettes. Le modèle a appliqué une méthode eulérienne de volume de commande de fixe-grille pour résoudre les équations de dynamique des fluides et d'économies d'énergie. Un algorithme de volume-de-fluide a été employé pour dépister la déformation extérieure libre. Les prévisions des formes de gouttelette pendant l'impact du modèle étaient conformes bien aux photographies. Par des variations suivantes de la température à différents points sur la surface du premier splat nous pourrions identifier des endroits où la refonte s'est produite et les splats ont fusionné. Les formes de Splat observées dans les expériences avec de grandes gouttelettes de bidon ont qualitativement ressemblé à ceux obtenus par les poudres de plasma-pulvérisation de nickel sur une surface en acier.

Mohamed Bouneder, Mohammed El Ganaoui ∗, Bernard Pateyron, Pierre Fauchais[36]

À-propos de la résistance thermique de contact et le changement de phase solide/liquide pour la projection des particules bicouche métal/céramique en projection plasma**.** Le contact thermique entre couches, joue un rôle important dans le comportement des particules composites à haute température (par exemple, les particules bicouches métal/céramique en projection plasma fabriquées par mécano fusion). Ce travail met en évidence l'intérêt de considérer un contact thermique fonction de l'état de fusion des deux couches sur l'ensemble du procédé de projection thermique. Le modèle prend en compte l'évolution de l'état de la particule le long de son parcours en couplant transferts et changements de phase solide/liquide/vapeur.

G. Xu a, J. Hub,*, H.L. Tsai a[37] Ont appliquent Un modèle 3D complet intégré a été développé pour étudier les phénomènes de transport en gaz soudure à l'arc électrique en métal (GMAW). Ceci inclut le plasma d'arc, génération de gouttelette, transfert et impact sur la piscine de soudure, et dynamique de piscine de soudure. La formulation de continuum est employée pour les équations de conservation de la masse, de l'élan, et de l'énergie dans la zone en métal. La surface libre est dépistée utilisant la technique du (VOF). Le modèle d'arc de plasma 3D est résolu pour l'électrique et les champs magnétiques dans le domaine entier. L'interaction et l'accouplement entre la zone en métal et la zone de plasma sont considérés. Les distributions de la vitesse, la pression, la température, et la surface libre pour la zone en

métal et toutes la vitesse, la pression, et la température pour la zone de plasma sont calculées en fonction du temps. Les résultats numériques montrent les distributions temps-dépendantes de la pression d'arc, densité de courant, et le transfert de chaleur sur la surface d'objet sont différent des distributions gaussiennes présumées dans les modèles précédents. On l'observe également que ces distributions pour un arc mobile sont non-axisymétriques et le décalage de crêtes à la direction mobile d'arc.

Ilhem. KRIBA1*; A. DJEBAILI2 [38] Les procédés du brouillard de plasma ont été employés couramment pour produire des enduits de haute performance d'une large gamme des matériaux (métallique, non métallique, céramique), protection de offre contre, par exemple usage, température extrême, attaque chimique et corrosion environnementale. Pour obtenir des enduits de bonne qualité, jet des paramètres doivent être soigneusement choisis. En raison de la grande variété dans des paramètres de processus, il est difficile d'optimiser le procédé pour chaque enduit spécifique et combinaisons de substrat. En outre la modélisation du procédé du brouillard permet un meilleur arrangement des ordres de processus pendant la pulvérisation thermique.

La simulation de la formation d'enduit pour estimer les paramètres de processus est un outil important pour développer de nouvelles structures d'enduit avec les propriétés définies. Dans ce travail, le processus de l'enduit pulvérisé par plasma a été analysé par la simulation numérique. Le code commercial est employé pour prévoir les caractéristiques de gicleur de plasma, le plasma - interaction de particules, et la formation d'enduit. Utilisant ce modèle nous pouvons obtenir la microstructure et les caractéristiques d'enduit qui forment a base pour davantage d'amélioration d'un modèle avancé d'accumulation d'enduit en céramique. Mots clés : simulation numérique de projection de procédé de plasma de jet de jet d'enduit spécifique thermique de paramètres.

K. Ramachandran et all [39] : Un jet de plasma turbulent d'argon déchargé dans une atmosphère d'air est modelé pour des paramètres donnés d'entrée de torche. L'interaction de Plasma-particule est également modelée par des équations lagrangiennes de accouplement décrivant la vitesse, la température et la position des particules avec un système des équations eulérien décrivant l'écoulement et la température de plasma. Les résultats du modèle sont comparés aux résultats modèles expérimentaux. Les effets de l'injection radiale du gaz porteur et de la particule chargeant tous les deux sur les vitesses de plasma et de particules et sur les températures sont clarifiés. Le chargement de particules avec le gaz porteur localement et influence fortement les champs d'écoulement du jet de plasma. Un taux d'écoulement de la masse plus élevée du gaz porteur diminue la vitesse axiale du jet de plasma au niveau local. Dans le jet de tourbillon, les effets faibles du chargement de gaz porteur et de particules sont

distribués en plus grand volume. On le constate que les distributions de vitesse et de température de particules sont plus larges à un chargement plus élevé de particules qu'au chargement inférieur de particules dans non-tourbillonnent le jet de plasma.

Hong-Bing Xiong et all [40] étudient la perturbation de jet de plasma par l'écoulement de gaz porteur chargeant et les particules, et leurs effets sur le comportement de particules sont étudiés. Un modèle informatique tridimensionnel a été développé pour décrire le jet de plasma ajouté à l'injection orthogonale du gaz porteur et des particules. Ce modèle a considéré la particule en vol des phénomènes physiques tels que l'accélération, le chauffage, la fonte, et l'évaporation. Les effets des débits de gaz porteur sur les caractéristiques du jet de plasma et du modèle de jet de particules sont simulés. Les résultats de simulation rivalisent bien avec des données expérimentales, pour deux matériaux, NiCrAlY et ZrO2 communs de particules.

Kandasamy Ramachandran et all [41] ; développent un modèle tridimensionnel pour clarifier des interactions bidirectionnelles d'énergie, la dynamique et de turbulence entre le plasma et les particules. Les interactions bidirectionnelles de plasma-particule sont modelées en couplant une approche lagrangienne pour le comportement de particules avec une approche eulérienne pour l'écoulement de plasma. L'effet de chaque interaction bidirectionnelle sur des transferts de quantité d'énergie et, la modulation de turbulence est clarifié par la simulation numérique. Les déformations locales de l'énergie cinétique de jet de plasma et ses champs de taux de dissipation sont provoquées par la présence de la particule dans le jet de plasma. Les interactions de Plasma-particule sont très complexes et l'effet de chaque interaction sur des autres est évident. La perte sèche des paramètres de jet de plasma diminue avec l'augmentation de la dimension des particules. Les distributions de la température et de vitesse de particules sont dues diminuer à la modulation de turbulence. L'effet du nombre de particules utilisées dans la simulation sur des transferts de moment d'énergie et, la modulation de turbulence est important.

Fan Qunbo et all [42] Utilisent un modèle moyen continu et les formulations de turbulence de k-ε pour prévoir la vitesse de plasma, la température de plasma et les champs de concentration molaire en argon dans l'espace (3D) tridimensionnel. De l'information 3D importante, telle que les lignes 3D isothermes continues, des lignes d'isovaleur de vitesse et l'aspect 3D du jet de plasma, sont décrites.. Les résultats calculés seront théoriquement utiles pour l'analyse approfondie de l'histoire de la température et de la trajectoire des particules entraînées, l'état de particules en fusion dans le jet de plasma, et le dépôt des revêtements

Conclusion

Cette étude bibliographique sur la formation des dépôts par projection plasma met en évidence leurs applications et leurs axes de développement. La réalisation d'un dépôt à partir d'une poudre nécessite une étude très soignée des conditions de fabrication de la poudre. Dans ce travail, nos objectifs seront plus liés à la compréhension et au contrôle des mécanismes intervenant lors de la projection plasma et nous attacherons à l'étude et à l'optimisation du précédé en étudiant le comportement thermomécanique des particules dans le jet plasma ainsi que l'étalement sur le substrat dans différentes conditions. Ces paramètres seront corrélés à la croissance des dépôts et à leurs propriétés. Les interactions entre différents matériaux sont donc possibles sur le substrat lors de la construction du dépôt

Introduction

La simulation d'impact d'une goutte sur un substrat fait appel à la résolution de plusieurs équations qui couplent les aspects thermiques et dynamiques. Dans ce chapitre, nous allons décrire les équations et les méthodes numériques qui permettent de les résoudre. Des cas simple dont l'expression analytique est conne serviront à valider la résolution numérique.

Actuellement, il existe deux approches pour le calcul numérique des écoulements multiphasiques: l'approche d'Eulérienne - et l'approche lagrangienne [52].

Dans l'approche Eulérienne, les bilans sur les phases sont effectués sur des repères fixes et les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et d'énergie sont écrites pour chacune des deux phases en présence. La fraction du volume occupé par chacune des deux phases est une des variables du système d'équations. On doit aussi définir des expressions qui décrivent l'échange aux interfaces en plus des conditions aux limites et initiales pour chacune des deux phases. La solution simultanée du système d'équations différentielles peut ensuite être effectuée, généralement par des méthodes numériques.

Cette méthode présente l'avantage de pouvoir traiter un domaine très vaste de chargements de particules. Une des applications de ce type de modèle est d'ailleurs la simulation numérique du comportement de lits fluidisés hétérogènes [53]. Ils demandent cependant un temps de calcul très grand, car les systèmes discrets résultants doivent être résolus de façon implicite.

L'approche lagrangienne est différente par le fait que la phase particulaire ne peut occuper qu'une partie négligeable du volume. On découple alors les équations de conservation du fluide et les équations décrivant l'évolution individuelle de particules dans le fluide. Le couplage entre les deux phases se fait alors à travers des termes de sources, produits par l'échange entre la particule et un élément de volume du fluide lorsque la particule traverse celui-ci .par un algorithme itératif entre le calcul des champs d'écoulement et de température du fluide et le calcul d'un grand nombre de trajectoires de particules on peut alors obtenir la description de l'écoulement gaz particules.

Cette méthode donne une grande liberté sur la description des conditions d'injection des poudres dans le fluide et aussi sur la nature des poudres elles-mêmes tout en restant assez simple conceptuellement. Pour le cas du traitement de poudre dans le plasma elle semble être la plus appropriée car les changements massiques sont à généralement faibles et qu'à cause de

la présence de forts gradients, l'importance d'un faible changement de trajectoire peut avoir de forts répercussions sur le traitement thermique de la poudre. Il est alors important que la technique de couplage puisse décrire avec assez de précision les trajectoires des particules.

II.1 Modélisation de l'écoulement du jet de plasma :

Hypothèses :

- L'écoulement est étudié dans un système 2D.
- Le régime est stationnaire,
- L'écoulement plasma est turbulent et les échauffements visqueux négligeables,
- Le plasma est optiquement mince,
- Le plasma est à l'équilibre thermodynamique local : modèle à une seule température.
- Le plasma considéré est un plasma d'argon pur
- Les particules injectées sont sphériques,

II.1.1 Equations de conservation, formulation mathématique du jet de plasma :

Le milieu plasmagène est modélisé en résolvant les différentes lois de conservation qui caractérisent l'écoulement à savoir : Conservation de la masse, conservation de la quantité de mouvement, conservation de l'énergie et enfin les équations de Maxwell pour l'électromagnétisme. Ces différentes lois s'expriment de la façon suivante :

Conservation de la masse ou équation de continuité :

$$div\ \rho\vec{V} = 0 \tag{II.1}$$

Conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho.\vec{V}.\overline{\overline{grad}}\vec{V} = \overline{div}\overline{\overline{\tau}} - \overline{grad}P + \vec{F}_{em} + \rho.\vec{g} \tag{II.2}$$

Ces deux premières équations concernent les caractéristiques hydrodynamiques de l'écoulement plasma.

Conservation de l'énergie :

$$\rho.\vec{V}.\overline{grad}\hat{h} = -div(\vec{q}_{cond}) - div(\vec{q}_{ray}) + div(\overline{\overline{\tau}}.\vec{V}) + Q_{em} \tag{II.3}$$

Cette équation concerne les différents modes de transmission de chaleur présents dans le plasma (conduction, convection, rayonnement). L'apport d'énergie par effet joule, Q_{em}, est exprimé en fonction du champ électrique par la relation suivante :

$$Q_{em} = \vec{j}_{él}.\vec{E} = \sigma.E^2 \qquad \text{(II.4)}$$

Equations de Maxwell :

$$\Delta\vec{A} = \mu_0.\sigma.\left(\frac{\delta\vec{A}}{\delta t}\right) \qquad \text{(II.5)}$$

Cette relation prend en compte les forces électromagnétiques présentes dans la décharge. Par ailleurs, le champ électromagnétique fait apparaître des forces de Lorentz, responsables d'un apport de quantité de mouvement, qui sont exprimées par l'équation suivante :

$$\vec{F}_{em} = \mu_0.j_{em} \wedge \vec{H} \qquad \text{(II.6)}$$

ρ : Masse volumique (kg.m^{-3})

$\vec{V}$: Vecteur vitesse (m.s^{-1})

τ : Tenseur de contrainte de cisaillement (N.m^{-2})

P : Pression statique (Pa)

F_{em} : Force de lorentz (N.m^{-3})

$\hat{h}$: Enthalpie ($d\hat{h} = C_p dt$)

Q_{em} : Chaleur fournie par effet Joule (J)

$\vec{A}$: Vecteur potentiel (T.m)

μ_0 : Perméabilité électrique ($\mu_0 = 4\pi.10^{-7}\, H.m^{-1}$)

σ : Conductivité électrique ($\Omega^{-1}.m^{-1}$)

E : champ électrique (V.m^{-1})

$\vec{H}$ **:** Champ électromagnétique (T)

II.1.2 Turbulence :

Si les effets inertiels sont assez grands par rapport aux effets visqueux, l'écoulement peut être turbulent. Turbulence signifie que la vitesse instantanée est fluctuante en tout point dans le champ d'écoulement. La vitesse est donc exprimée en termes de valeur moyenne et une composante fluctuante :

$$V_X = \overline{V}_X + V_X^{'} \tag{II.7}$$

Avec:

$\overline{V}_X$: composante moyenne de la vitesse dans la direction x

$V_X^{'}$: fluctuant composante de vitesse dans la direction x

Si une expression comme celle-ci est utilisée pour la vitesse instantanée dans les équations de Navier-Stokes, les équations peuvent alors être en moyenne de temps, en notant que la durée moyenne de la composante variable est égal à zéro, et la durée moyenne de la valeur instantanée est la moyenne valeur. L'intervalle de temps pour l'intégration est arbitrairement choisi comme assez longtemps pour que cela soit vrai et assez court pour que "temps réel" des effets transitoires n'ont pas d'incidence de cette intégration:

$$\frac{1}{\delta_t}\int_0^{\delta_t} V_X^{'}\, dt = 0;$$
$$\frac{1}{\delta_t}\int_0^{\delta_t} V_X\, dt = \overline{V}_X \tag{II.8}$$

Après le remplacement de (équation (II.7)) dans les équations de mouvement, la moyenne du temps conduit à des conditions supplémentaires. Les vitesses dans les équations de mouvement sont celles en moyenne, et nous lâcher la barre dans l'expression ultérieure des équations de mouvement, de sorte que l'absence d'une barre signifie maintenant la valeur moyenne. Les conditions supplémentaires sont:

$$\sigma_X^R = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{\rho V_x' V_x'}\right) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho V_x' V_y'}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho V_x' V_z'}) \quad \text{(II.9)}$$

$$\sigma_y^R = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{\rho V_y' V_x'}\right) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho V_y' V_y'}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho V_y' V_z'}) \quad \text{(II.10)}$$

$$\sigma_z^R = -\frac{\partial}{\partial x}\left(\overline{\rho V_z' V_x'}\right) - \frac{\partial}{\partial y}(\overline{\rho V_z' V_y'}) - \frac{\partial}{\partial z}(\overline{\rho V_z' V_z'}) \quad \text{(II.11)}$$

Avec ;

σ_R ; termes de contraintes de Reynolds.

Dans l'approche viscosité turbulente à une modélisation de la turbulence met ces termes sous la forme d'un terme des contraintes visqueuses, avec un coefficient inconnu, la viscosité turbulente. Par exemple :

$$-\overline{\rho V_x V_y} = \mu_t \frac{\partial V_x}{\partial y} \quad \text{(II.12)}$$

Le principal avantage de cette stratégie provient du constat que la représentation de σ_R est exactement de la même forme que celle des termes de diffusion dans les équations d'origine. Les deux termes peuvent être combinés si une viscosité effective est définie comme la somme de la viscosité laminaire et la viscosité turbulente :

$$\mu_e = \mu + \mu_t \quad \text{(II.13)}$$

La solution au problème de la turbulence tourne alors autour de la solution de la viscosité turbulente. Notez que ni le contrainte de Reynolds, ni le terme turbulent de flux de chaleur contient une densité fluctuante en raison de l'application de la moyenne de Favre (Equation (II.9)) à (Equation (II.11)). Bilger [54] donne une excellente description de la moyenne Favre. Basiquement, cela poids technique chaque terme par la densité moyenne de créer une valeur moyenne de Favre pour φ variable qui ne contient pas une densité variable:

$$\phi = \frac{\overline{\rho\phi}}{\overline{\rho}} \quad \text{(II.14)}$$

Il y a huit modèles de turbulence disponible ; Les sigles et les noms de modèle sont les suivantes:

Modèle Standard k-ε

Zero Equation Model

RNG - (Re-normalized Group Model)

NKE - (New k-ε Model due to Shih)

GIR - (Model due to Girimaji)

SZL - (Shi, Zhu, Lumley Model)

Modèle Standard k-ω

SST - (Shear Stress Transport Model)

Le modèle le plus simple est l'équation du modèle Zero, et les cinq autres modèles sont les deux équations du modèle standard k-ε et quatre extensions de celui-ci. Les deux derniers modèles sont la norme modèle k-ω et le modèle SST. Dans le modèle Zero équation, la viscosité turbulente est calculée comme :

$$\mu_t = \rho L_S^2 \sqrt{\Phi} \qquad \text{(II.15)}$$

Avec

μ_t viscosité turbulente.

$$L_s = \begin{cases} L_x & \text{si } L_x > 0.0 \\ \text{Minimum} \begin{cases} 0.4L_n \\ 0.09L_c \end{cases} & \text{si } L_x \leq 0.0 \end{cases}$$

L_x : échelle de longueur

L_n ; plus courte distance entre le nœud de mur le plus proche

L_c :échelle de longueur caractéristique (la plus grande valeur de L_n rencontrées)

Dans le modèle k-ε et ses extensions, la viscosité turbulente est calculée en fonction des paramètres de turbulence k l'énergie cinétique et son taux de dissipation ε à l'aide (Equation (II.16)). Dans le RNG et des modèles standard, Cμ est constante, alors qu'elle varie dans les autres modèles.

$$\mu_t = C_\mu \rho \frac{K^2}{\varepsilon} \qquad \text{(II.16)}$$

avec

C_μ : constante de turbulence.

K : énergie cinétique turbulente.

ε : dissipation turbulence.

Dans le modèle k-ω et le modèle SST, la viscosité turbulente est calculée comme suit:

$$\mu_t = \rho \frac{k}{\omega} \qquad \text{(II.17)}$$

Ici ω est défini comme

$$\omega = \frac{\varepsilon}{C_\mu k} \qquad \text{(II.18)}$$

Où

ω = taux de dissipation spécifique

Le modèle k-ε et ses extensions entraîner la résolution d'équations aux dérivées partielles de l'énergie cinétique turbulente et son taux de dissipation alors que les modèles k-ω et SST comportent la résolution des équations aux dérivées partielles pour l'énergie cinétique turbulente et le taux de dissipation spécifique. Les équations ci-dessous sont pour le modèle standard k-ε. Les différents calculs pour les autres modèles k-ε sera examiné à son tour. Les équations de base sont les suivantes

II.1.2.1. Modèle standard k-epsilon :

L équation de l'énergie cinétique turbulente [55]:

$$\frac{\partial \rho k}{\partial t}+\frac{\partial\left(\rho V_x k\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\rho V_y k\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\rho V_Z k\right)}{\partial z}$$
$$=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial k}{\partial z}\right)+\mu_t\Phi-\rho\varepsilon+\frac{C_4\beta\mu_t}{\sigma_t}\left(g_x\frac{\partial T}{\partial x}+g_y\frac{\partial T}{\partial y}+g_z\frac{\partial T}{\partial z}\right)$$
(II.19)

L'équation de taux de dissipation est :

$$\frac{\partial \rho \varepsilon}{\partial t}+\frac{\partial\left(\rho V_x \varepsilon\right)}{\partial x}+\frac{\partial\left(\rho V_y \varepsilon\right)}{\partial y}+\frac{\partial\left(\rho V_z \varepsilon\right)}{\partial z}$$
$$=\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x}\right)+\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial y}\right)+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon}\frac{\partial \varepsilon}{\partial z}\right) \qquad \text{(II.20)}$$
$$+C_{1\varepsilon}\mu_t\frac{\varepsilon}{k}\Phi-C_2\rho\frac{\varepsilon^2}{k}+\frac{C_\mu\left(1-C_3\beta\rho k\right)}{\sigma_t}\left(g_x\frac{\partial T}{\partial x}+g_y\frac{\partial T}{\partial y}+g_z\frac{\partial T}{\partial z}\right)$$

Le dernier terme de chaque équation sont des termes utilisés pour modéliser l'effet de la flottabilité et sont décrites par Viollet [55]. Les valeurs par défaut pour les constantes dans le modèle standard sont fournies par Lander et Spalding et sont présentés au tableau II.1: "Standard coefficients du modèle"

Tableau II.1 Coefficients du Modèle Standard k-epsilon [56].

$C_1, C_{1\varepsilon}$	$C_{2\varepsilon}$	$C\mu$	σ_k	σ_ε	$C_{3\varepsilon}$
1.44	**1.92**	**0.09**	**1.0**	**1.3**	**1.0**

La solution aux équations de la turbulence est utilisée pour calculer la viscosité effective et la conductivité thermique effective

$$\mu_e=\mu+C_\infty\rho\frac{k^2}{\varepsilon} \qquad \text{(II.21)}$$

$$k_e=k+\frac{\mu_t C_\rho}{\sigma_t} \qquad \text{(II.22)}$$

Où

μ_e = viscosité effective

K_e = conductivité effective

σ_t = Turbulent Prandtl (Schmidt) Number

Les quatre extensions du modèle standard k-ε ont modification, soit le terme Cμ ou dans le terme source de l'équation de la dissipation. Les nouvelles fonctions utiliser deux invariants construite à partir du tenseur des déformations symétriques Sij, et le tenseur antisymétrique rotation Wij. Ils sont basés sur la vitesse des composants de la v_K dans le champ d'écoulement.

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(v_{i,j} + v_{j,i}\right) \quad \text{(II.23)}$$

$$W_{ij} = \frac{1}{2}\left(v_{i,j} - vj,i\right) + C_r \Omega_m \varepsilon_{mi,j} \quad \text{(II.24)}$$

Où

Cr = fonction constante sur le modèle de turbulence utilisé
Ωm = vitesse angulaire du système de coordonnées

ε_{mij} = opérateur tensoriel alternance.

II.1.3 Formulation mathématique des équations de l'écoulement turbulent des gaz :

Les équations de conservation des grandeurs moyennes pour l'écoulement turbulent, l'énergie turbulente et sa dissipation, peuvent s'écrire sous la forme généralisée [56, 41] :

$$\overline{\rho}.\tilde{\vec{v}}.\overrightarrow{grad\phi} = div\left(\Gamma_\phi.\overrightarrow{grad\phi}\right) + S_\phi \quad \text{(II.25)}$$

L'opérateur $\overline{}$ désigne la moyenne de Reynolds de la variable, c'est-à-dire sa moyenne temporelle. L'opérateur $\tilde{}$ désigne la moyenne de Favre, pondérée par la masse volumique. La moyenne de Favre de la variable ϕ étant :

$$\tilde{\phi} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\overline{\rho}} \quad \text{(II.26)}$$

Le tableau II.2 présente pour chaque variable ϕ , le coefficient de transport Γ_ϕ et le terme source S_ϕ correspondant .dans ce tableau, nous omettons par souci de simplicité l'opérateur moyen.

Dans ce tableau, u, v, w sont les composants cartésiennes du vecteur vitesse, h l'enthalpie massique, y_i la fraction massique du gaz i, k l'énergie cinétique de turbulence et ε sa dissipation. μ_{eff} est la viscosité effective du mélange, K sa conductivité thermique, Cp sa chaleur spécifique, $_{Di}$ le coefficient de diffusion de l'espèce i, Pr_t le nombre de Prandtl turbulent et Sc_t le nombre de Schmidt turbulent .f_x ,f_y et f_z sont les composantes du vecteur force par unité de masse, S_H est le terme source enthalpique, et G_k le terme de production de l'énergie cinétique turbulente.

Tableau II.2 : coefficients de transport et termes sources utilisés

ϕ	Γ_ϕ	S_ϕ
I	0	$div(\rho\vec{v})$
u	$\mu_{eff} = \mu + \mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \rho f_x + div\left(\mu_{eff}\frac{\partial \vec{v}}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} div\vec{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial x}(\rho k)$
v	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \rho f_y + div\left(\mu_{eff}\frac{\partial \vec{v}}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} div\vec{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial y}(\rho k)$
w	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \rho f_z + div\left(\mu_{eff}\frac{\partial \vec{v}}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} div\vec{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial z}(\rho k)$
h	$\rho(\lambda / C_p\rho) + \mu_t / \mathrm{Pr}_t$	$S_H + \vec{v}.\overrightarrow{grad}\, p$
y_i	$\rho D_i + \mu_t / Sc_t$	0
k	$\mu + \mu_t / \sigma_k$	$-\frac{2}{3}\rho k.div\vec{v} - \frac{2}{3}\mu_t\left(div\vec{v}\right)^2 + G + \rho(G_k - \varepsilon)$
ε	$\mu + \mu_t / \sigma_k$	$-\frac{2}{3}C_{\varepsilon 1}\rho\varepsilon.div\vec{v} - \frac{2}{3}\mu_t C_{\varepsilon 1}\frac{\varepsilon}{k}\left(div\vec{v}\right)^2 + \rho\frac{\varepsilon}{k}\left(C_{\varepsilon 1}G_k - C_{\varepsilon 2}\varepsilon\right) + \frac{\varepsilon}{k}C_{\varepsilon 1}C_{\varepsilon 2}G$

où $G_k = \frac{\mu_t}{\rho}\left[2\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial w}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y}\right)^2\right]$, (II.27)

$G = -\frac{1}{\rho}\frac{\mu_t}{\sigma_k}\frac{\partial \rho}{\partial x_i}\rho f_i$,et $\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$

Les valeurs des coefficients du modèle $k-\varepsilon$ sont présentées dans le tableau II.1.

L'équation d'état est représentée par la loi des gaz parfaits :

$$pV = nRT = \frac{m}{M}RT \tag{II.28}$$

Dans le cas d'un mélange multiconstituants :

$$\sum_i y_i = 1 \tag{II.29}$$

Et $$\sum_i p_i = p_{Tot} \tag{II.30}$$

Où P_i est la pression partielle du constituant i et P_{Tot} la pression totale.

La masse du mélange est définie par :

$$M = \sum_i y_i M_i \tag{II.31}$$

L'enthalpie du mélange , en l'absence de réactions chimiques, est définie par :

$$h = \sum_i y_i h_i \tag{II.32}$$

Le terme source S_H de l'équation de conservation de l'enthalpie contient alors un terme supplémentaire représentant la diffusion enthalpique . Ce terme peut s'écrire :

$$\rho \sum D_i (h_i - h_k) \frac{\partial y_i}{\partial x_j} \tag{II.33}$$

Où D_i est le coefficient de diffusion de l'espèce i. la vitesse de l'écoulement à multiconstituants est définie par :

$$\vec{v} = \sum_i y_i \vec{v}_i \tag{II.34}$$

Où $\vec{v}_i = \vec{v} + \vec{v}_{Di}$ (II.35)

Avec $\vec{v}_{Di}$ vitesse vde diffusion de l'espèce i.

La loi de conservation de la masse de l'espèce i s'écrite :

$$\rho u_j \frac{\partial y_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho D_i \frac{\partial y_i}{\partial x_j}\right) \quad \text{(II.36)}$$

Le coefficient de diffusion de l'espèce i est égal :

$$D_i = \frac{\lambda}{C_p \rho}$$

II.2 Modèle simplifié pour les particules :

II.2.1. Hypothèses :

Pour représenter les transferts de chaleur, de masse et de quantité de mouvement entre le jet plasma et une particule isolée, il est considéré que :

• La particule est sphérique;

• Les fronts de fusion sont des surfaces avec une tension de surface négligeable ;

• La solidification éventuelle est traitée sans surfusion ;

• La couche limite qui entoure la particule est en équilibre thermodynamique local ;

• L'oxydation des matériaux métalliques n'est pas prise en compte ;

• Le milieu plasma est optiquement mince.

Le transfert thermique et de quantité de mouvement entre plasma et particule [16] dépend essentiellement du temps de séjour de la particule dans le plasma et de la nature des gaz constituants ce dernier (généralement Ar-H2 ou Ar-He) [58,59]. Une particule injectée dans un plasma est ainsi soumise à trois types d'interactions :

• un transfert de quantité de mouvement plasma/particules qui tend à accélérer les particules[16].

• un transfert de chaleur qui chauffe les particules et les porte jusqu'à l'état liquide ou vapeur [60,61,59].

• un transfert de masse, s'il y a réaction de surface des particules (oxydation, etc.), ou s'il y a évaporation des particules en vol.

La Figure II-1 résume les paramètres et les phénomènes à prendre en compte pour étudier et modéliser le comportement d'une particule de matière dans un jet plasma. Dans ce paragraphe, sont étudiés la simulation du traitement thermique de la particule (transfert de chaleur et de masse) et son couplage au traitement dynamique (transfert de quantité de mouvement).

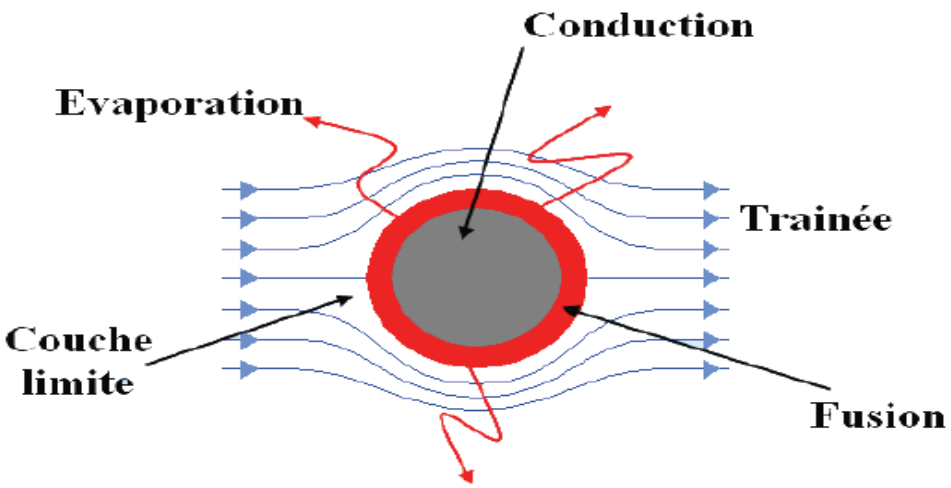


Figure II-1 : Aspects considérés dans le traitement d'une particule injectée dans un jet plasma[6]

II.2.2 Transfert de chaleur :

Considérons une particule solide de rayon R. La distribution de température dans la sphère peut être décrite par l'équation de continuité du flux d'énergie thermique, adaptée à sa géométrie sphérique [62] :

$$\rho_P C_P \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 K_p \frac{\partial T}{\partial r}\right) \qquad \text{(II.38)}$$

Considérons les conditions aux limites, au centre de la particule (r = 0) la symétrie du domaine étudié permet d'écrire :

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \qquad \text{(II.39)}$$

Tandis qu'en surface (r = R), le transfert de chaleur s'effectue par convection rayonnement [59] :

$$K_P \frac{\partial T}{\partial r} = h.(T_\infty - T_P) + \sigma(T_a^4 - T_P^4) \qquad \text{(II.40)}$$

Le transfert de chaleur par rayonnement est effectif entre la particule et le milieu ambiant à la température Ta mais non avec le milieu plasma considéré comme optiquement mince.

h le coefficient de convection est calculé a partir de nombre de Nusselt [63]

$$Nu = \frac{hd_p}{\overline{K_g}} = 2.0 + 0.514\,\mathrm{Re}^{0.5} \qquad \text{(II.41)}$$

où κ est la conductivité du plasma évaluée en valeur moyenne intégrale comme proposé par [55=64] :

$$\overline{K}_g(T) = \frac{1}{T - T_a}\int_{T_a}^{T} K_g(\theta)d\theta \qquad \text{(II.42)}$$

II.2.2.1 Fusion

Quand la température de surface atteint la température de fusion du matériau, une phase liquide apparaît et sa distribution de température peut être décrite comme pour celle de la phase solide [62] :

$$\rho_l C_{Pl}\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 K_l \frac{\partial T}{\partial r}\right) \qquad \text{(II.43)}$$

A l'interface solide-liquide, la température est égale à la température de fusion T = Tf, la position du front de changement de phase solide-liquide est déterminée par la résolution du problème de Stefan. Il s'agit de la formulation mathématique la plus classique [62,65,66,67], utilisée souvent comme référence pour les autres formulations [62,68]. Cette formulation de base suppose plusieurs hypothèses simplificatrices qui restent, pour la plupart, acceptables :

- Le transfert de chaleur est principalement conductif dans les deux phases solide et liquide, et la diffusion est isotrope ;
- La température de changement de phase d'un corps est une constante qui ne dépend que du corps lui-même ;
- L'interface entre les phases liquide et solide est fine (surfacique) ;
- La tension de surface à cette interface est négligeable ;
- Les propriétés thermophysiques du matériau sont différentes entre les deux phases, mais constantes au sein de chaque phase ;
- Il n'y a pas de surfusion.

La vitesse du front de changement de phase solide-liquide est donnée par l'évolution dans le temps de sa position *Rsl*:

$$\vartheta_{Pl} = \frac{\partial R_{sl}}{\partial t} \tag{II.44}$$

où ϑ_{Pl} vitesse du front de changement de phase solide-liquide ($m.s^{-1}$)

R_{sl} : position de l'interface solide-liquide (m)

La vitesse du front de changement de phase est donnée par la condition de Stefan (condition de flux thermique) [62] :

$$K_s \frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{-} - K_l \frac{\partial T}{\partial r}\bigg|_{+} = \rho L_{Pl} \vartheta_{Pl} \tag{II.45}$$

En raison de cette dernière condition, le problème de Stefan est non linéaire. Le déplacement de l'interface solide-liquide est fonction du taux de transfert de chaleur au sein des phases solide et liquide. En retour, ce taux dépend de la position et du déplacement de l'interface. De façon pratique, il faut recourir à des méthodes de résolution numériques.

L'dimensionnement des équations fait apparaître le nombre de Stefan défini comme le rapport des enthalpies sensible et de changement d'état mises en jeu dans le processus de fusion et donné par l'équation suivante :

$$St = \frac{c_P (T_f - T_P)}{L_{Pl}} \tag{II.46}$$

Où T_f temperature de fusion

L_{Pl} : chaleur latente de fusion ($J.kg^{-1}$)

II.2.2.2 Evaporation :

Après l'apparition de la phase liquide en surface, la surface de la particule devient le front d'évaporation et le transfert de chaleur avec le milieu plasma est décrit par :

$$K_P \frac{\partial T}{\partial r} = h.(T_\infty - T_P) + \sigma(T_a^4 - T_P^4) + \rho_l L_{lv} \vartheta_{lv} \tag{II.47}$$

Les conditions aux limites à la surface se vaporisant sont obtenues selon l'équation de conservation de masse :

$$\rho_l \vartheta_{lv} = \rho_v.(\vartheta_{lv} - u_v) \tag{II.48}$$

où ϑ_{lv} : vitesse du front de changement de phase liquide-vapeur ($m.s^{-1}$)

uv : vitesse de la vapeur (m.s-1)

II.2.3 Couplage avec la dynamique de la particule :

L'équation de base pour le mouvement d'une particule injectée dans un système de projection thermique est une représentation de l'équilibre des force agissant sur celle-ci . la force d'inertie est équilibre par la force de traînée visqueuse avec un nombre de force supplémentaires telles que, les force de gradient de pression, la force de Basset, la force de gravité , la force thermique due a la thermophorèse, ect…,

L'équation régissant le transfert de quantité de mouvement entre une particule sphérique de diamètre d_p et le mélange gazeux, et avec l'effet de la présence du substrat peut être s'exprimé sous la forme suivant [56,69] :

$$\rho_P \frac{dv_p}{dt} = F_D + F_{th} \tag{II.49}$$

Avec F_{th} la force thermique donné comme suivant.

$$\vec{F}_{th} = -\frac{12\pi.\mu_\infty.\nu_\infty.\frac{d_p}{2}.\frac{C_s}{T_\infty}\overrightarrow{gradT}}{\left(1+6C_m.\lambda/d_p\right)\left(1+2k_\infty/k_p+4C_i.\lambda/d_p\right)}$$

$$F_D = -\frac{1}{2}C_D.\pi\frac{d_p^2}{4}.\rho_\infty.\left|V_\infty - V_p\right|.\left(V_\infty - V_p\right)$$

En remplaçant F_D par son expression :

$$\frac{dv_p}{dt} = \frac{3}{4}\frac{C_D}{d_p}\frac{\overline{\rho_g}}{\rho_P}\left(v_g - v_p\right)\left|v_g - v_p\right| + \frac{F_{th}}{\rho_P} \tag{II.50}$$

La condition initiale de la quantité de mouvement est :

à $t=0$. ; $v_p=v_{P0}$

v_{P0} est la vitesse axiale initiale avec laquelle la particule est injecté dans le gaz.

$\overline{\rho}_g$ est la masse volumique moyenne est définie par [56,63] :

$$\overline{\rho}_g = \frac{1}{T_g - T_{PS}} \int_{T_{PS}}^{T_g} \rho_g dt \qquad \text{(II.51)}$$

T_g et T_{PS} sont des température du gaz et la température du particule da la couche limite respectivement. Le coefficient de traînée C_D est calculé est présenté par l'équation suivant .

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p} \qquad \mathrm{Re_p}<0,2 \qquad \text{(II.52)}$$

ou Re_p est le nombre de Reynolds défini par rapport au diamètre de la particule et la vitesse relative fluide-particule. Pour des nombres de Reynolds plus élevée, on doit utiliser solution d'OSEEN [91] et les corrélations empiriques suivantes (BOULOS et GAUVIN [92]).

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p}(1+0.187\,\mathrm{Re}_p) \qquad 0.2<\mathrm{Re_p}<2 \qquad \text{(II.53)}$$

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p}(1+0.11\mathrm{Re}_p{}^{0.81}) \qquad 2<\mathrm{Re_p}<21 \qquad \text{(II.54)}$$

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p}(1+0.189\,\mathrm{Re}_p{}^{0.632}) \qquad 20<\mathrm{Re_p}<500 \qquad \text{(II.55)}$$

LEE [21] propose l'utilisation de la relation suivant :

$$C_d = \frac{24}{\mathrm{Re}_p} + \frac{6}{(1+\sqrt{\mathrm{Re}_p})} + 0.4 \qquad \text{(II.56).}$$

En tenant compte de l'effet de discontinuité de Knudsen , le coefficient de traînée devient [56,63] :

$$C_D = C_{D,C}\Phi^{0.45}$$

$C_{D.C}$ est le coefficient de traînée calculé par les formules (II.52),(II.53) (II,54)et (II,55) .

Φ le coefficient de correction est calculée [56,63] .

$$\Phi = \frac{T_g - T_{Pv}}{T_g - T_{PS}} = \left[1 + 4\left(\frac{2-\theta}{\theta}\right)\left(\frac{\Gamma_{PS}}{1+\Gamma_{PS}}\right)\frac{Kn^*}{\mathrm{Pr}_{PS}}\right]^{-1} \quad \text{(II.57)}$$

Γ est le rapport des chaleurs spécifiques du gaz et de la particule .

Pr_{PS} le nombre de Prandtl correspond à la température de la surface.

Kn^* le nombre de Knudsen modifiée $Kn^* = \dfrac{2\,\mathrm{Pr}_{PS}}{\rho_{PS} v_{PS} d_P}\dfrac{\overline{K_{g,t}}}{\overline{C_{g,t}}}$.

v la vitesse moléculaire ; $v = \left(\dfrac{8.RT}{\pi.M}\right)^{1/2}$

$\overline{K}_{g,t}$ et $\overline{C}_{g.t}$ sont les moyenne intégrale entre les température T_{PS} et T_{PV}.

II.3. Les modèles de l'étalement :

Ces modèles établissent des corrélations entre la forme finale des lamelles et les paramètres de l'impact, les propriétés des matériaux constituant la lamelle et le substrat ainsi que l'état de surface de ce dernier. Ils expliquent aussi les différents phénomènes qui interviennent lors de l'impact, puis de l'étalement et de la solidification des lamelles tels que l'éclatement des lamelles lors de leur étalement. Plusieurs papiers de revue ont présenté les différentes théories développées pour étudier l'impact, l'étalement et la solidification d'une particule liquide projetée sur substrat solide lisse et/ou rugueux [69,70,71,72].

II.3.1 Le degré d'étalement maximal d'une goutte

En se plaçant dans le cas ou l'impact génère une déposition, certains auteurs [73] ont évalué le degré d'étalement maximum de la goutte par voie analytique, en se basant sur la conservation des énergies, l'hypothèse principale provient du modèle d'étalement suggéré. La goutte initialement sphérique s'étale le long du substrat sous forme d'un disque d'épaisseur constant sans prendre en compte la présence du bourrelet périphérique (figure II.2)

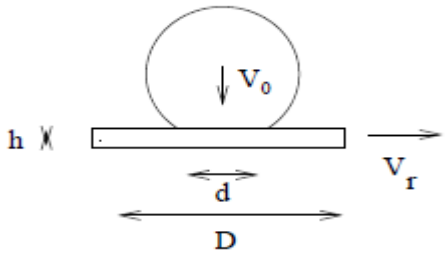


Figure II.2 : schéma d'étalement d'une goutte

Avant impact, on considère que la goutte est à son minimum d'énergie potentielle (soit Ep=0). Les énergies cinétiques et de surface de la goutte sont respectivement :

$$E_{C_1} = \left(\frac{\pi}{6} D_i^3\right)\left(\frac{1}{2}\rho V_i^2\right) \tag{II.58}$$

$$E_{S2} = \sigma\pi D_i^2 \tag{II.59}$$

.Lorsque la goutte atteint son maximum d'étalement, son énergie cinétique est nulle (Ec_2=0). Son énergie de surface est la contribution des énergies entre d'une part la goutte et l'air et d'autre part la goutte et le substrat :

$$E_{S2} = \sigma_{LS}\pi\frac{D_{\max}^2}{4} + \sigma\pi\frac{D_{\max}^2}{4} - \sigma_{SG}\pi\frac{D_{\max}^2}{4} \tag{II-60}$$

Le dernier terme de cette équation correspond à l'énergie de surface entre le substrat et l'air qu'il faut enlever au système afin de conserver toutes les énergies de surface, puisque cette interface est remplacée par contact entre la goutte et le substrat. Or, selon la loi d'young qui relie les tensions superficielles à l'angle de contact :

$$\cos(\theta_a) = \frac{(\sigma_{SG} - \sigma_{LS})}{\sigma} \tag{II-61}$$

En combinant les deux expressions précédentes :

$$E_{S2} = \sigma\pi\frac{D_{\max}^2}{4} - \sigma\pi\frac{D_{\max}^2}{4}\cos(\theta_a) \tag{II-62}$$

Finalement:

$$E_{S2} = \sigma\pi \frac{D_{\max}^2}{4}(1-\cos(\theta_a)) \qquad \text{(II-63)}$$

Le travail nécessaire pour déformer la goutte contre les effets de viscosité s'écrit sous la forme :

$$W = \int_0^{t_C}\int_{\Omega} \phi d\Omega dt \approx \phi\Omega t_C \qquad \text{(II-64)}$$

Ou Ω est le volume de fluide visqueux, t_C le temps nécessaire à l'étalement de la goutte et ϕ la fonction de dissipation visqueuse. L'ordre de grandeur de cette dernière est estimé par :

$$\phi \approx \mu(\frac{V_i}{L})^2 \qquad \text{(II-65)}$$

Où μ est la viscosité de la goutte et *L* une longueur caractéristique normale à la direction de l'étalement. [74] ont supposé que cette longueur de référence peut se rapporter à l'épaisseur de splat *h*. leur résultats surestiment le degré d'étalement maximal D*max* de plus de 40٪ ce qui tend à montrer que *L* doit être inférieure à *h.* [73] proposent de donner à *L* la valeur de l'épaisseur de couche limite δ à l'interface liquide solide. Celle-ci est calculée en considérant l'écoulement comme stationnaire. Elle s'exprime alors par :

$$\delta = 2\frac{D_i}{\sqrt{\mathrm{Re}}} \qquad \text{(II-66)}$$

Le temps d'étalement t_C , quant lui, est estimé grâce à l'hypothèse d'étalement sous forme de cylindre de diamètre D et épaisseur *h* qu'il faut au préalable déterminer. En considérant la configuration donnée par la figure II.2, la conservation des débits permet d'affirmer que :

$$V_i\pi\frac{d^2}{4} = V_r Dh \qquad \text{(II-67)}$$

A l'instant de l'étalement maximal, le diamètre du splat atteint D*max.* Par conservation de la masse :

Soit

$$h = \frac{2D_i^3}{3D_{\max}^2} \qquad \text{(II-68)}$$

Le diamètre *d* varie lorsque la goutte s'étale, de 0 (début du contact avec le substrat) jusqu'à *Di*. Afin d'écarter le caractère évolutif *d,* on lui assigne une valeur moyenne de *d=Di/2.*

Par définition de V_r ,

$$V_r = \frac{dR}{dt} = \frac{1}{2}\frac{dD}{dt} \qquad \text{(II-69)}$$

Et donc

$$\frac{dD}{dt} = 2V_r = 2V_i\pi\frac{D_i^2}{16}\frac{1}{D}\frac{3D_{\max}^2}{2D_i^3} \qquad \text{(II-70)}$$

Soit

$$\frac{dD}{dt} = V_i\pi\frac{3}{16}\frac{D_{\max}^2}{D_i}\frac{1}{D} \qquad \text{(II-71)}$$

Par intégration, sachant qu'à t= 0, D= 0 on obtient :

$$D(t) = \sqrt{\frac{3}{8}\frac{V_i}{D_i}D_{\max}^2 t} \qquad \text{(II-72)}$$

En faisant apparaître le temps adimensionné par rapport à la vitesse d'impact : $t^* = \frac{V_i}{D_i}$

On obtient finalement :

$$\frac{D(t)}{D_{\max}} = \sqrt{\frac{3}{8}t^*} \qquad \text{(II-73)}$$

Lorsque le diamètre atteint *Dmax,* le temps correspondant est de tc=8Di/3Vi. A présent que L = δ, tc et Ω = πD^2max δ/4 sont déterminés, on peut évaluer W :

$$W = \frac{\pi}{3}\rho D_i V_i^2 D_{\max}^2\frac{1}{\sqrt{\mathrm{Re}}} \qquad \text{(II-74)}$$

Finalement, par conservation des énergies: $E_{C1} + E_{S1} = E_{C2} + E_{S2} + W$ ce qui, en combinant avec leurs expression respectives amène à:

$$\frac{D_{\max}}{D_i} = \sqrt{\frac{We + 12}{3(1-\cos\theta_a) + 4(We/\sqrt{\mathrm{Re}})}} \qquad \text{(II-75)}$$

Le terme $(1-\cos\theta_a)$ qui correspond à l'influence de l'angle de contact est compris entre 0 et 2. Ainsi, si $W_e/\sqrt{\mathrm{Re}} >> 2$, ce qui se traduit par $W_e >> \sqrt{\mathrm{Re}}$, les effets capillaires peuvent être négligés. Si de plus $We \succ\succ 12$, la formule précédente peut se ramener à :

$$\xi_{\max} = \frac{D_{\max}}{D_i} = \frac{1}{2}\mathrm{Re}^{1/4} \qquad \text{(II-76)}$$

Sur le même style de raisonnement, [75] se basent sur l'équation de Kurabayashi (1.72) modifiée par yang (1.73) pour déterminer l'influence de l'angle de contact pour des impacts des goutte à nombres de Weber supérieurs à 150. Dans ces équations μ *substrat* correspond à la viscosité de la goutte évaluée près du substrat et *n* <1.

$$\frac{We}{2} = \frac{3}{2}\xi_{\max,K}^2\left[1 + \frac{3We}{\mathrm{Re}}\left(\xi_{\max,K}^2 \ln\xi_{\max,K} - \frac{\xi_{\max,K}^2 - 1}{2}\right)\left(\frac{\mu_{goutte}}{\mu_{substrat}}\right)^{0,14}\right] - 6 \qquad \text{(II-77)}$$

$$\xi_{\mathrm{modifie}} = \xi_{\max,K}(45/\theta)^n \qquad \text{(II-78)}$$

Ces équations montrent que pour $\theta \prec 45$, l'effet de l'angle de contact sur l'écoulement est négligeable.

II.3.2 Impact des particules sur substrat lisse avec solidification :

Des modèles analytiques de transfert thermique à une dimension ont été proposés pour prédire la vitesse de refroidissement des particules étalées. Cette vitesse dépend essentiellement de la qualité de contact entre la lamelle et le substrat ou la lamelle déjà solidifiée. Un modèle simple présenté par Sobolev calcule la vitesse de refroidissement par la relation suivante [76]:

$$V_s = \frac{hT_p}{(L_m\rho)} \qquad \text{(II.79)}$$

où L_m est la chaleur latente de solidification de la particule, *Tp* la température de la particule, ρ la densité massique du matériau et h le coefficient de transfert de chaleur à l'interface. La

solidification commence à la fin de l'étalement. Dans le cas d'un contact uniforme, le coefficient h est exprimé en fonction de l'angle de contact θ :

$$h = 0.5h_c(1+\cos\theta) \qquad \text{(II.80)}$$

h_c correspond au coefficient de transfert de chaleur lorsque le liquide mouille parfaitement le matériau substrat (θ = 0).

Dhiman et al [77] ont développé un modèle analytique qui prédit la température de transition morphologique de la lamelle. Ils supposent que la croissance d'une couche solide suffisamment épaisse empêche l'étalement de la lamelle et comparent le temps ts pendant lequel la couche solide s(t) croît jusqu'à l'épaisseur h de la lamelle lorsque cette dernière est à son maximum d'extension. La lamelle s'étend à son diamètre maximum au bout d'un temps t_c donné par l'expression suivante [78,84] :

$$t_c = \frac{8d}{3V_0} \qquad \text{(II.81)}$$

Ce modèle est donné sous forme adimensionnelle en utilisant les expressions suivantes :

$h^* = h/d$
$s^* = s/d$
$t^* = tV_0/d$

à t = tc ou t* = 8/3, la température du substrat serait celle da la transition morphologique Tt.

Le principe de conservation de masse donne h par l'expression suivante :

$$h = \frac{2d}{3\xi_m^2} \qquad \text{(II.82)}$$

ξ_m est donné par l'expression analytique suivante de Aziz et Chandra [79]:

$$\xi_m = \sqrt{\frac{We+12}{\frac{3}{8}Wes + 3(1-\cos\theta) + \frac{4W_e}{\sqrt{\mathrm{Re}}}}} \qquad \text{(II.83)}$$

Ces mêmes auteurs prédisent, dans un travail récent [80,84], la morphologie d'une lamelle projetée sur un substrat plan et solide en définissant un paramètre adimensionnel de

solidification Θ qui varie de 0 à 1 et qui représente le rapport de l'épaisseur de la couche solidifiée à l'épaisseur de la lamelle lors de son étalement:

$$\Theta = \frac{s*}{h*} = \frac{s/d}{h/d} = \frac{s}{h} \qquad \text{(II.84)}$$

La morphologie de la lamelle dépend de la valeur de ce paramètre. La lamelle peut présenter une forme déchiquetée si Θ est très faible ou proche de 1, ou avoir une forme de disque si cette valeur est intermédiaire. Les auteurs de ce travail ont calculé la fraction solide Θ pour des résultats expérimentaux obtenus par McDonald [81] .

Heichal et al [82] ont obtenu la résistance thermique de contact durant les toutes premières millisecondes de l'impact des gouttes millimétriques d'alliage d'aluminium et de Bismuth sur un substrat d'acier, à partir de l'expression analytique de la température de surface du substrat issue d'une équation de conduction de chaleur transitoire et 1-D dans le substrat. Cette équation conduit à l'expression analytique de l'évolution de la température [83] :

$$T_s = T_0 + (T_g - T_0)\left[1 - \exp\left(\frac{\alpha_s t*}{(R_{th}k_s)^2}\right) erfc\left(\frac{\sqrt{\alpha_s t*}}{R_{th}k_s}\right)\right] \qquad \text{(II.85)}$$

où T_0 est la température initiale du substrat, T_g est la température de la particule liquide avant l'impact, k_s et α_s sont respectivement la conductivité et la diffusivité thermiques du substrat. Les valeurs de T_s correspondent aux valeurs mesurées durant les deux premières millisecondes après l'impact, et pour une température initiale du substrat de 573 K la résistance thermique de contact R_{th} calculée est de l'ordre de $2{,}4.10^{-6}$ m².K/W.

II.3.3 Impact des particules sur substrat rugueux :

Un développement analytique de la déformation de la surface du liquide en contact avec un substrat rugueux a été fait pour calculer la surface réelle de contact entre le liquide et le substrat [82]. Cette analyse permet d'évaluer une résistance thermique qui va de 10-7 jusqu'à 3.10^{-6} m^2.K/W.

Dans ce développement mathématique, la rugosité de surface est présenté par une série de demi cylindres placés l'un coté de l'autre ayant le méme rayon B(figure II.3). la rugosité R_a est définie par la moyenne arithmétique de la hauteur des pics de la surface :

$$R_a = \pi B/4 \qquad \text{(II.86)}$$

En supposant négligeables la convection et le rayonnement, le flux de chaleur q transféré du liquide à une température Tg à la surface du substrat de conductivité thermique ks est donné par[84] :

$$q = \frac{k_s (T_g - T_s)}{R_a} Af \qquad \text{(II.87)}$$

Où A est la surface nominale du solide; *f* est le rapport de la surface réelle de contact à la surface nominale du solide : $f = \sin\theta$; $A.f$ est la surface réelle de contact entre le liquide et le substrat.

En se basant sur les travaux de Timsit [85] qui suppose que le liquide subit de très petites déformations (B << L) et que l'angle de contact liquide-solide est de 180 degré, ils déduisent une expression pour la résistance thermique de contact:

$$R_{th} = \frac{2\rho_g V_0^2 R_a + \pi\sigma}{2\rho_g V_0^2 k_s} \qquad \text{(II.88)}$$

Cette expression peut être écrite sous forme adimensionnelle :

$$Bi.R_a^* = \frac{We.R_a^*}{We.R_a^* + \frac{\pi}{2}} \qquad \text{(II.89)}$$

Où Bi est le nombre de Biot et $R^*_a = R_a/d$, où d est le diamètre de la goutte.

Ils montrent que cette résistance de contact augmente avec la rugosité de surface et diminue avec l'augmentation de la vitesse d'impact des particules.

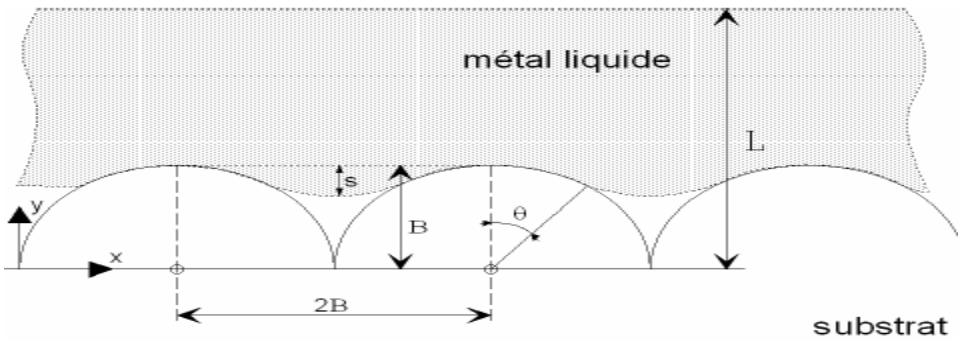


Figure II.3 : Schéma de principe de contact entre une couche liquide métallique et une surface rugueuse [82].

II-4 résolutions numériques :

Lors de l'impact d'une goutte sur un substrat sec, du point de vue de la dynamique (problème isotherme), la compétition entre les différents mécanismes agissant sur la phase d'étalement conduit à des régimes d'étalement très différents, étalement simple étalement et rebond ou éclatement .Quand il s'agit d'introduire le transferts de chaleur avec le substrat et plus particulièrement le processus de solidification, le problème devient d'autant plus complexe que les temps caractéristiques ne sont pas assez différents pour pouvoir découpler les deux processus et le nombre de paramètre augmente significativement de plus, les modèle de solidifications utilisés jusqu'alors sont des modèles à l'équilibre [86]. Ne permettant pas de prendre en compte des conditions de solidification rapide.

Il existe deux types de méthodologies différentes pour résoudre les problèmes diphasiques, la première, dite approche lagrangienne, consiste à discrétiser un seul des deux fluides en présence et considérer l'interface des deux fluides comme condition limite du problème. Les équations de Navier-stokes dans ce domaine permettent le mouvement de ce milieu sans prendre en compte l'autre fluide. Cela nécessite un maillage adaptif qui suit les déformations de l'interface. L'intérêt de ce type de méthode est de fournir avec précision l'évolution de la surface libre en fonction du temps et grâce a un maillage évolutif de raffiner localement pour améliorer la précision des phénomènes lies a l'interface. Les inconvénients de cette méthodologies résident dans le cout et le temps de calcule nécessaire à la reconstruction de l'interface

et des conditions limites du système à chaque pas de temps de plus, cette méthodologies n'est pas bien aux problèmes de rupture de fluide que l'on rencontre par exemple lors du aplash qui génère des gouttes secondaires.

L'autre méthodologie est dite eulérienne, elle consiste à discrétisé les équations sur le domaine entier qui englobe les deux fluides. Les conditions limites sont externes et n'ont pas lien avec l'interface entre les deux fluides. L'avantage de cette méthode est de s'adapter parfaitement au maillage uniforme fixe, elle est donc mois couteuse que la précédente de plus. Les phénomènes de rupture d'interface ne se posent pas de problème de structure dans ce type de méthodologie, des simulations numérique ont été réalisées grâce à ce principe sur l'impact séquentiel de deux gouttes, la seconde s'écrasant sur une lamelle stabilisée formée par la première [87], cependant de part sa nature, cette méthode nécessite de déterminer la position et la géométrie de l'interface grâce à l'équation couleur.

Le modèle numérique proposé et qui sera implémenté dans un code numérique, consiste à résoudre les équations de Navier-Stokes couplées avec les conditions d'incompressibilité ainsi que la conservation d'énergie thermique, discrétisées au moyen d'une méthode d'élément finis et un algorithme de volume de fluide (VOF)

[NICHOLS B.D, 1980, BUSSMANN .M ,2002] est utilisé pour suivre la surface libre du fluide dans un domaine à maillage fixe. La résistance thermique de contact à l'interface lamelle substrat est aussi supposée nulle, ce qui correspond à un transfert de chaleur maximum entre la particule et le substrat, ainsi que particule-jet et jet- substrat

Finalement le système d'équation du problème par la méthode eulérienne est suivant

$$\nabla . u = 0$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} + v.\nabla c = 0$$

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla(uu)\right) = -\nabla p + \rho g + \nabla\left(u\left[\nabla u + \nabla^T u\right]\right) - \sigma\nabla\left(\frac{\nabla c}{\|\nabla c\|}\right)\frac{\nabla c}{\|\nabla c\|} \qquad \text{(II-90)}$$

$$\rho c_p^{eq}\left(\frac{\partial T}{\partial t} + (u.\nabla)T\right) = \nabla.(\lambda\nabla T) + Q$$

La spécifie de notre modèle est que chaque pas de temps, les caractéristiques physiques des matériaux et précisément la viscosité dynamique qui est considéré comme constante dans chaque phase pour tous les modèles proposés dans littérature, alors que dons notre cas prenons en compte la variation dans la phase pâteuse, par le recalcule en fonction de la variation de température, ainsi que position spatiale par la fonction

$$VAR_i = cVAR_{goutte} + (1-c)VAR_{air}$$

Où VAR correspond a la viscosité, la conductivité, etc.….

II.4.1 Les trois grandes méthodes des discrétisation

Pour passer d'un problème exact continu régit par une EDP au problème approché discret, il existe trois grandes familles des méthodes.

La méthode des différences finies (MDF) procédé par approximation des dérivées d'une fonction en termes de ces valeurs approchées aux nœuds du maillage.

La méthode des volumes finis.

La méthode des éléments finis.

II.4.1.1 La méthode des différences finies

1) en fonction de maillage que l'on va utiliser : la méthode lagrangienne (sur maillage mobile) et la méthode eulérienne (sur maillage fixe).

La méthode consiste à remplacer les dérivées partielles par des différences divisées ou combinaisons de valeur ponctuelles la fonction en un nombre fini de points discrets ou nœuds du maillage. Plus clairement nous avons dit, [88]:

Elle consiste à approximer les dérivées de 1'EDP par des troncatures de séries de Taylor.

La substitution de ces approximations dans l'équation différentielle donne les équations aux différences finies.

Avantages: grande simplicité d'écriture et faible coût de calcul.

Inconvénients: Limitation de la géométrie des domaines de calculs, difficultés de prise en compte des conditions aux limites portant sur les d´étrivées ou les gradients de l'inconnue et en général absence de résultats de majoration d'erreurs.

II.4.1.2. La méthode des volumes finis

Le principe de cette méthode est de subdiviser le domaine de calcul en un nombre de volumes de contrôle juxtaposés. Chacun de ces derniers englobe un "nœud principal".

La méthode intègre, sur des volumes élémentaires de forme simple, les équations écrites sous forme de loi de conservation. Elle fournit ainsi de manière naturelle des approximations discrètes conservative et est particulièrement bien adaptée aux équations de la mécanique des fluides. Sa mise en œuvre est simple avec des volumes élémentaires rectangles.

L'avantage déterminant des volumes finis par rapport aux autres méthodes est qu'ils sont conservatifs ; en bref, tous ce qui sort d'un volume de contrôle entre dans un autre, [89].

II.4.1.3. La méthode des éléments finis

La méthode consiste à approcher, dans un sou –espace de dimension finie, un problème écrit sous la forme vibrationnelle dans un espace de dimension infinie. Cette forme vibrationnelle est équivalente à une forme de minimisation de l'énergie en générale. La

solution approchée dans ce cas une fonction déterminée par un nombre fini de paramètres comme, par exemple, ses valeur en certain points ou nœuds du maillage.

Cette méthode est particulièrement bien adaptée aux problèmes d'équilibre. Elle permit de traiter des géométries complexes contrairement aux différences finies mais demande un grand coût de temps de calcul et de mémoire.

D'autre part, La simulation numérique est de plus en plus utilisée dans l'industrie, aussi bien pour modéliser les écoulements que les transferts thermiques dans le moule. Des logiciels comme ANSYS permettent en effet de déterminer des répartitions de température à la surface du moule et la pression, la vitesse d'écoulement dans le moule ainsi le temps de refroidissement. La conception du moule et en particulier du système de refroidissement est donc basée sur l'expérience de l'utilisateur uniquement, [88].

II.4.2.Calcul d'interfaces

Les techniques de calcul d'interfaces peuvent être très différentes en fonction du problème à résoudre, et se divisent généralement en deux principales familles (figure II.4) en fonction de maillage que l'on va utiliser : la méthode lagrangienne (sur maillage mobile) et la méthode eulérienne (sur maillage fixe).

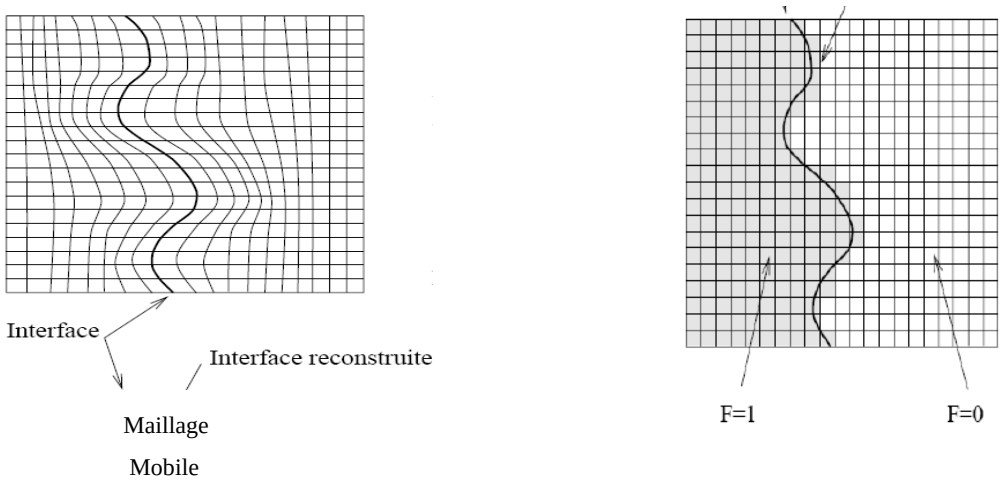


Figure II.4: La méthode lagrangienne et la méthode eulérienne

II.4.2.1. les méthodes lagrangiennes

Les méthodes lagrangiennes, sur maillage mobile permettent de représenter l'interface comme une réelle discontinuité et de suivre son évolution de manière très précise. Le transport de l'interface s'effectue soit en déformant le maillage au cours du calcule soit en régénérant le maillage après avoir advection l'interface. Le principal avantage de cette méthode est de suivi très précis de l'interface qui permet d'imposer très facilement et avec rigueur les conditions aux limites de l'interface. Ces méthodes sont limitées aux écoulements ou l'interface ne subit pas de grandes déformations, car cela conduit a des maillages trop déformés.

II.4.2.2 les méthodes eulérienne

Les méthodes eulériennes sont en général utilisées sur un maillage fixe. Dans ces méthodes, une fonction de présence permet de localiser la présence de volume. L'interface est alors reconstruite à partir de chargement des propriétés physiques. Les méthodes eulériennes peuvent être classées en deux catégories :

Les méthodes de suivi de front

Les méthodes de suivi de volume

II.4.2.3 Les méthodes de suivi de front

Il existe différente méthode pour marquer l'interface :

a) Marqueurs de surface

b) Fonction de hauteur

c) Méthode de ligne de niveau (level set)

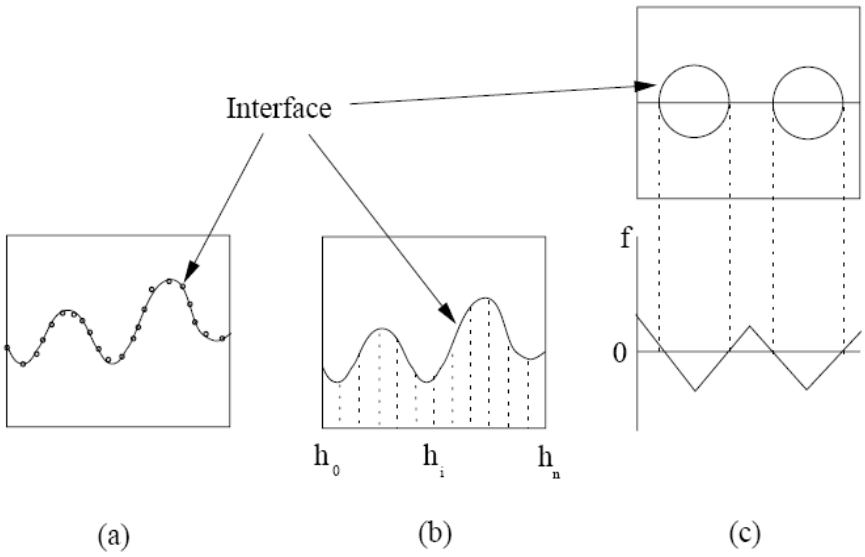


Figure II.5: Différentes méthodes de suivi de front

II.4.3 Les méthodes de suivi de volume

Dans les méthodes de suivi de volume, le fluide est utilisé comme marqueur en utilisant une fonction de présence. C'est là que se situe le principal défaut de ces méthodes car la position de l'interface n'est pas connue explicitement.

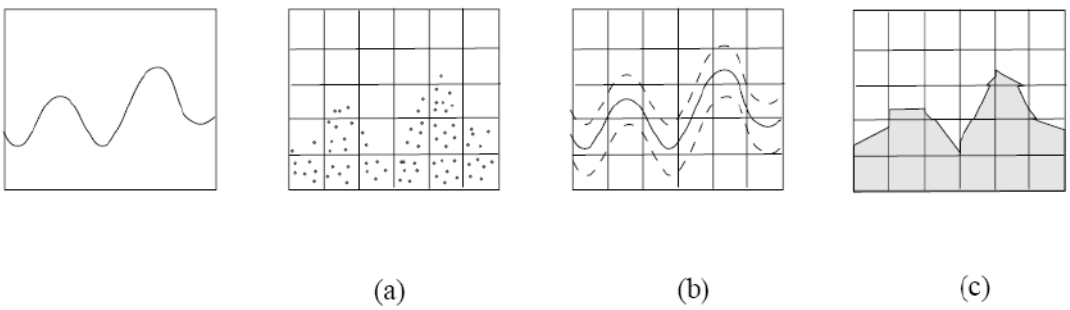


Figure II.6: Différentes méthodes de suivi de volume appliquées à une interface quelconque

a) Méthode de marqueur de volume

b) Schémas TVD

c) Méthode de volume de fluide (VOF)

Nous utilisons pour la méthode VOF (volume of fluid) une fonction scalaire dont la valeur varie entre zéro et un pour repérer les deux fluides. Cette fonction scalaire représente le volume occupé par le fluide dans une cellule de calcul, donc une maille pleine de fluide à une

valeur de un et une maille vide à une valeur zéro. Si la valeur de la fraction volumique est comprise entre ces deux valeurs, cela indique la présence de l'interface et on connaitra directement la proportion occupée par le fluide

(figure II.7).

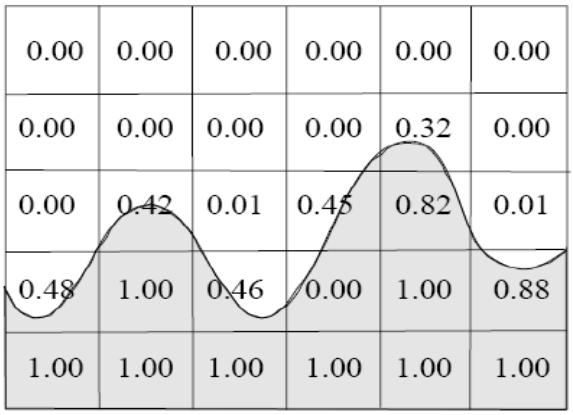


Figure II.7 Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret

II.5 La Méthode VOF CIAM

Introduction

Nous utilisons la méthode VOF CIAM qui est une méthode de **C**onstruction de l'**i**nterface **a**ffine par **m**orceaux. VOF CIAM se décompose en trois parties : on doit tout d'abord reconstruire la représentation de la surface libre à partir de la fraction volumique ensuite on transporte l'interface a l'aide d'une méthode lagrangienne et enfin on calcule le nouveau champ de fraction volumique. L'interface est alors approchée par un segment en 2D comme on peut le voir sur la figure (II.8). La force de la méthode VOF CIAM est la reconstruction de l'interface qui se fait-on fonction de son orientation et de la fraction volumique. Ainsi ; par rapport à des méthodes qui utilisent des schémas de discrétisation (schémas UPWIND, QUICK, TVD..), on élimine totalement le phénomène de diffusion numérique, et par rapport à d'autre méthodes VOF (VOF SLIC) on suit l'interface de façon plus précise.

Donc, dans la méthode VOF CIAM, à chaque pas de temps, à partir de la fraction volumique du fluide que l'on cherche à advecter et d'un calcule de vecteur normale à l'interface, on reconstruit précisément l'interface. Cette surface plane est advectée par le champ de vitesse imposé à l'interface et le résultat utilisé pour calculer la nouvelle fraction

volumique. Après on passe au pas de temps suivant. Nous allons maintenant détailler ces étapes en 2D.

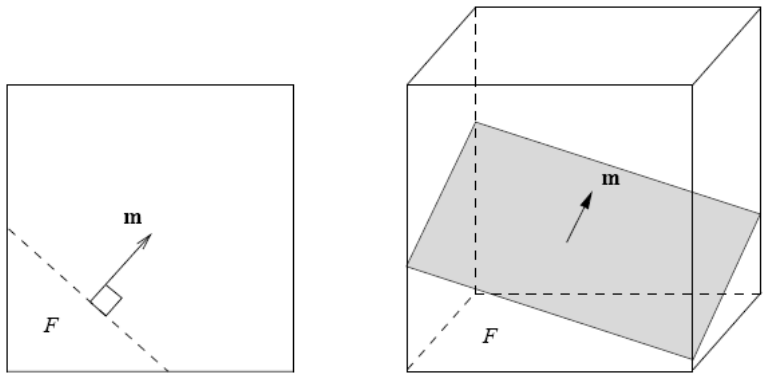


Fig. II.8 : Positionnement de l'interface à partir de la normale et de fraction volumique

II.5.1 Présentation de la méthode en 2D

II.5.1.1 Estimations de la normale

Nous allons maintenant détailler la méthode que l'on utilisée pour estimer la normale à l'interface, la surface plane de chaque cellule, et le calcul du déplacement lagrangienne de cette surface. Afin de simplifier l'écriture, les équations que nous donnerons serons valable pour un maillage régulier $(\Delta x = \Delta y = \Delta)$; mais le code à été programmé en irrégulier, Aussi bien en 2D.

La reconstruction est basée sur le fait que la surface plane qui est dans une cellule de calcul est totalement déterminée par la normale à la surface m et par la fraction volumique de cette cellule F . cette normale est calculée par différence finie à l'aide de la relation suivant :

$$m = -\nabla . F \qquad \text{(II- 91)}$$

Le signe négatif du gradient est utilisé afin d'obtenir le vecteur sortant. Le vecteur m est tout d'abord estimé en $i+\frac{1}{2}$ par :

$$m_{x\left|i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right|} = -\frac{1}{2h}\left(F|i+1, j - F|i, j + F|i+1, j+1 - F|i, j+1\right) \qquad \text{(II-92)}$$

$$m_{y\left|i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}\right|} = \frac{1}{2h}\left(F|i, j+1 - F|i, j + F|i+1, j+1 - F|i+1, j\right) \qquad \text{(II-93)}$$

On calculera alors le vecteur m en effectuant une moyenne :

$$m_{|i,j|} = \left(i+\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}+m\left|i+\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}+m\right|i-\frac{1}{2}, j+\frac{1}{2}+m\left|i-\frac{1}{2}, j-\frac{1}{2}\right|\right) \qquad \text{(II-94)}$$

En 2D, le gradient est donc approximé par une différence finie à neuf points. Pour le maillage irrégulier, nous utilisons des moyennes *Q1*, les expressions des différentes composantes du vecteur m sont alors plus complexes. Les résultats que nous obtenons avec cette méthode de calcul de gradient de la fraction volumique nous montrent que cette méthode est totalement satisfaisante. Le seul problème étant bien sur que les segments ainsi calculés ne serons pas raccordé entre deux cellules de calcule voisines. La figure (II.9) illustre cette représentation de l'interface.

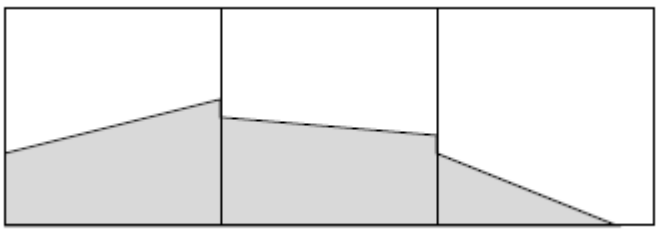


Figure II.9 : Segments représentants l'interface

II.5.1.2 Positionnement de l'interface

Après avoir déterminé la normale à l'interface, il nous reste à positionner cette interface à l'aide de volume de chaque fluide contenu dans la cellule de calcul. Dans la pratique, trouver le volume à partir d'une l'interface donnée (partie suivante) est beaucoup plus facile que le problème inverse qui est de déterminé l'équation d'un problème connaissant le volume de chacune des parties séparées par ce plan. Plus précisément, considérons une cellule carré dont les coté sont de longueur h. Le bute de cette partie va être d'évaluer le paramètre r défini par l'équation :

$$m_x X + m_y Y = r \qquad \text{(II-95)}$$

L'équation (II-95) définies touts les droites parallèles de la direction normale (m_x, m_y) . Le paramètre r permet de fixer une droite. Nous nous plaçons dans le cas $0 < m_x \le m_y$.On obtiendra les autre cas par des opérations symétrie. Nous déduisons des calculs des volumes

les fractions volumiques critiques. Dans notre cas, lorsque le segment passe en $(h,0)$ Et en $(0,h)$, nous avons $F_1 = m_x h^2 / (2m_y)$ et $F_2 = h^2 - F_1$ (figure II.10).

Toujours à partir de calculs les volumes, on détermine les équations nous permettent de calculer r entre les volumes critiques. Pour notre cas nous obtenons les trois formules :

$$r = \sqrt{2Fm_z m_y}\,h \qquad \text{Pour} \qquad 0 \le F \le F_1 \qquad \text{(II-96)}$$

$$r = h(2Fm_y + m_z)/2 \qquad \text{Pour} \qquad F_1 \le F \le F_2 \qquad \text{(II-97)}$$

$$r = m_z h + m_y h - h\sqrt{2(1-F)m_z m_y} \qquad \text{Pour} \qquad F_2 \le F \le 1 \qquad \text{(II-98)}$$

Nous avons ramené F à une expression de surface c'est-à-dire $0 \le F \le h^2$

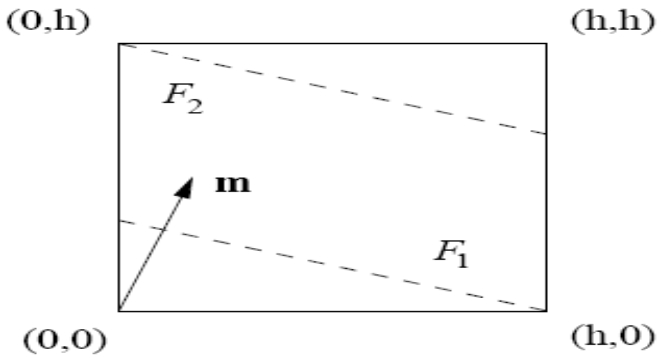


Figure II.10 : Volume critique avec $0 < m_x \le m_y$

II.5.1.3. Déplacement de l'interface

Nous connaissons maintenant l'équation de segment grâce à l'équation (II.95). Son déplacement va alors être effectue dans la direction x puis on recommencera tout l'algorithme dans la direction y.

Détaillons l'advection lagrangienne du segment dans la direction x. le maillage étant de type MAC, les données en vitesse se trouvent en 0 et en h (figure II.11).

La vitesse du point x se trouvant entre 0et h dans la cellule de calcul est une simple interpolation linéaire de la forme :

$$U(x) = U_0\left(1 - \frac{x}{h}\right) + U_h \frac{x}{h} \qquad \text{(II-99)}$$

Ainsi tous les points de segment qui se trouvent en x à l'instant n seront notés $x\big|^n$ et serons advectés en $x\big|^{n+1}$:

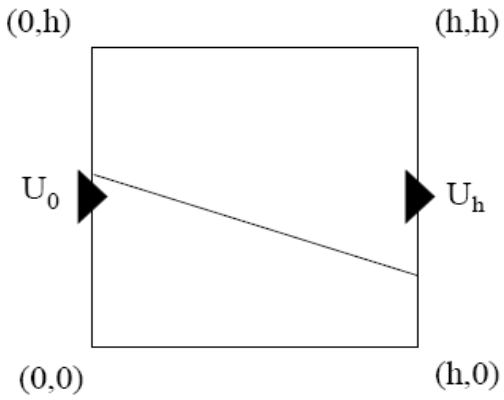


Figure II.11: vitesse aux bornes du domaine

$$x\,|^{n+1} = x\,|^{n} + U\,(x\,|^{n})\Delta t = x\,|^{n}\,(1 + ((U_h - U_0)/\Delta t) + U_0\Delta t \qquad \text{(II-100)}$$

Le pas de temps Δt correspondant à une valeur de CFL qui ne devra pas dépasser 0 ,5 c'est-à-dire que l'interface n'avancera pas de plus d'une demi-maille par pas de temps de calcul. En écrivant $x\,|^{n}$ comme étant une fonction de $x\,|^{n+1}$ on obtient :

$$x\,|^{n} = [x^{n+1} - U_0\Delta t\,) / (1+ ((U_h - U_0)/h)\Delta t)] \qquad \text{(II-101)}$$

En remplaçant cette expression dans l'équation (II-95) nous arrivons à l'expression :

$$m_x\,|^{n}\ [(x^{n+1} - U_0\Delta t) / (1+ ((U_h - U_0)/h)\Delta t)] + m_y\,|^{n}\,y\,|^{n} = r\,|^{n} \qquad \text{(II- 102)}$$

Or le champ de vitesse (II.94) que l'on applique au segment va le transformer en un autre segment d'équation :

$$m_x\,|^{n+1}\,x\,|^{n+1} + m_y\,|^{n+1}\,y\,|^{n+1} = r\,|^{n+1} \qquad \text{(II.103)}$$

On aura donc par analogie :

$$m_x\,|^{n+1} = ((m_x\,|^{n}) / (1+ ((U_h - U_0)/h)\Delta t) \qquad \text{(II- 104)}$$

$$r\,|^{n+1} = r\,|^{n} + [(m_x\,|^{n}\,U_0\Delta t) / (1+ ((U_h - U_0)/h)\Delta t)] \qquad \text{(II- 105)}$$

Toutes les autres valeurs en (n+1) de (II.103) n'auront pas été modifiées et serons égales à leurs anciennes valeurs. Nous avons ainsi le nouveau segment.

L'étape suivant va être de calculer les fractions volumiques définies par ce nouveau segment. En effet, comme on peut le voir sur la figure (II.12), il faut maintenant déterminer F_{21}, F_{23}, et F_{22} qui correspond respectivement au déplacement du segment de la cellule 2 vers la cellule 1, de 2 vers 3 et bien sur la modification de la fraction volumique initialement en 2. Il est à noter que l'avancement des segments ne pourra dépasser une demi-maille soit une

condition CFL (Courant- Friedrich- Lewy) qui devra toujours être inférieur à 0.5. Le CFL correspond au rapport de la taille de la maille par la vitesse.

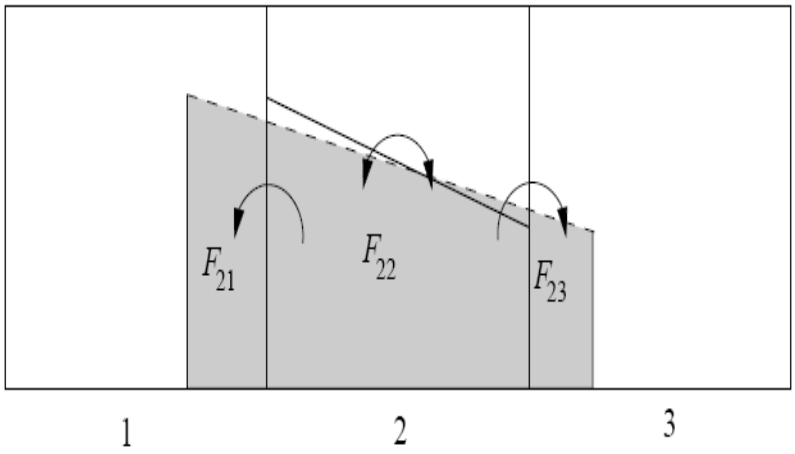


Figure II.12 : Déplacement du segment

II.5.2 Calcul de la nouvelle fraction volumique

Le calcul de la nouvelle fraction volumique et la dernière étape de la méthode VOF CIAM. Elle correspond en fait à un calcul d'aire en 2D. Nous avons toujours l'équation du segment définie par (II.95). Les points d'intersection entre la droites et les axes *x* et *y* sont respectivement r/m_x et r/m_y. Ils sont représentés par les points E et F sur la figure (II.13). La hauteur de la cellule AD correspond à la longueur , en revanche, AB correspond à la portion qu'occupe le segment advecté dans les cellules 1,2 ou 3 de la figure (II.12). Nous noterons AB comme étant *h'*. L'aire correspondant à la fraction volumique recherchée sera obtenue par la relation :

$$A = (1/(2m_xm_y))*(r^2 - \max(0,r - m_xh')(r - m_xh') - \max(0,m_yh)(r - m_yh)) \quad \text{(II-106)}$$

Avec : $F = (A / hh')$

Dans l'équation (II.106), le terme $(r^2 / 2\, m_xm_y)$ correspondant à l'aire du triangle AEF. Si E et F restent à l'intérieur du rectangle, cela représente l'aire recherchée. En revanche, si E et F sortent du rectangle, (c'est-à-dire que $r > m_xh'$ et $r > m_yh$) alors il faut retrancher à l'aire de AEF les triangles qui dépassent du rectangle ABCD. On remarquera que si ce n'est pas le cas la fonction *max* annulera la valeur.

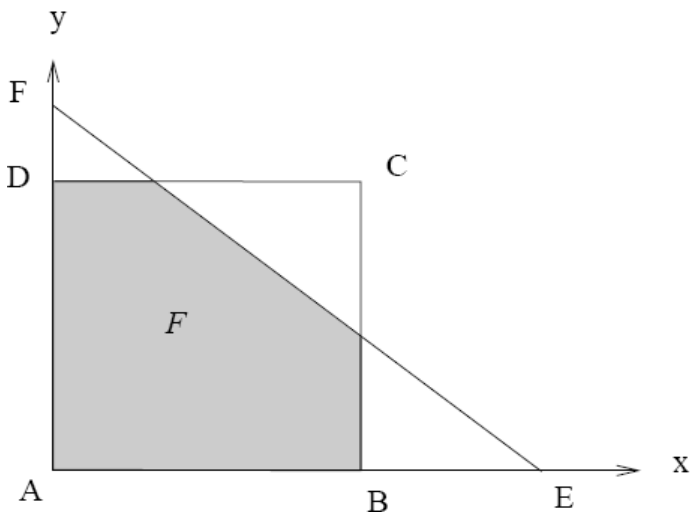


Figure II.13 : Calcul de la fraction volumique

II.5.2.1 Discrétisation des équations :

II.5.2.1.a Schéma temporel

Le problème étant instationnaire, les équations sont discrétisées implicitement en temps par un schéma de Gear d'ordre 2 lorsque l'écoulement est instationnaire. De façon générale, la discrétisation de la dérivée temporelle d'une variable f à déterminer au pas de temps n+1 s'écrit :

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)^{n+1} = \frac{a_1 f^{n+1} + a_2 f^{n} + a_3 f^{n-1}}{\Delta t} \qquad \text{(II-107)}$$

Où a_1,a_2 et a_3 sont des coefficient à définir.

Pour un schéma d'Euler, ces coefficients définis a_1=1 et a_2 =-1 et a_3=0.

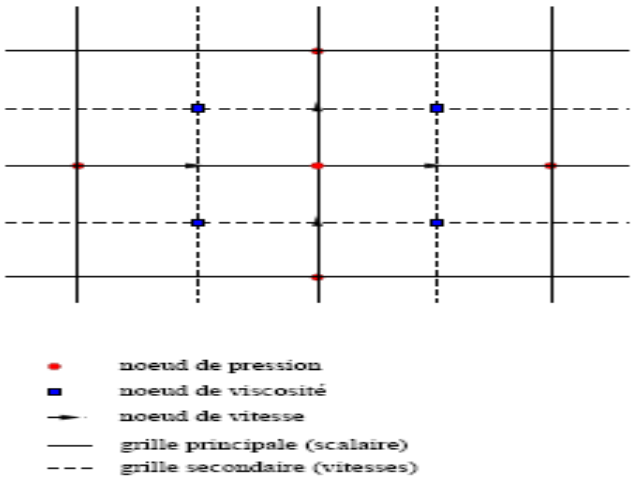


Figure II.14 : représentation du maillage décalé en pression et vitesse

Pour un schéma de Gear, ces coefficients sont définis par a_1=3/2 et a_2 =-2 et a_3=1/2.

II.5.2.2 Linéarisation des équations :

Les équations de Navier –Stokes sont linéarisees en ecrivant les termes non linéaires à deux instants différents n et $n+1$. de cette manière, les équations s'éxpriment par :

$$\rho^n\left(\frac{u^{n+1}-u^n}{\Delta t}+\left(u^n.\nabla\right)u^{n+1}\right)=-\nabla\left(p^{n+1}+\frac{2}{3}\rho^n k^n\right)+\rho^n g+\nabla.\mu\left(\nabla u^{n+1}+\nabla^T u^{n+1}\right)-\frac{\mu}{K}u^{n+1} \qquad \text{(II-108)}$$

II.5.2.1.b) Discrétisation spatiale

La discrétisation des équations s'effectue sur le maillage cartésien par volume finis . Les équations intégrées sur un volume de contrôle centré au nœud de chaque maille. Cette technique nécessite de connaître les variables scalaires (ou potentiels) calculées au centre de volumes de contrôle et les variable vectorielles (ou flux) dont les composantes sont calculées sur les faces de chaque volume de contrôle. Pour limiter les interpolations et les oscillations en pression, la discrétisation est réalisée sur maillage décalé en pression (grille principale) et vitesse (grille secondaire sur les faces des volumes de contrôle).

II.5.3 Modèle thermique :

Un milieu qui change de phase peut être représenté à l'aide deux domaines séparés par une interface qui correspond au front de solidification [8, 9,10]. La température de chaque milieu

est résolue séparément, l'interface correspond à une condition limite interne au système, définie par la conservation des flux :

$$k_s \nabla T_s n - k_l \nabla T_l n = \rho L_f V_f n \qquad \text{(II-109)}$$

l et s représentent respectivement les phases liquide et solide et V_f est la vitesse du front de solidification. La difficulté de cette méthode, c'est qu'elle s'adapte mal aux résolutions 2D et3D, et qu'elle nécessite la détermination de la position du front de solidification. Ce qui s'effectue souvent par la méthode de Landau sur un maillage évolutif .

Une autre méthode, est appelée méthode du *Cp* apparent. Où le changement de phase liquide / solide, est représenté par le terme source *Sc*. Il s'exprime usuellement comme fonction de la fraction solide *fs* et du temps :

$$S_c = \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \qquad \text{(II-110)}$$

Où L_f est la chaleur latente de fusion. Pour faire apparaître la température, l'équation devient :

$$\rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} = \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial T} \frac{\partial T}{\partial t} \qquad \text{(II-111)}$$

Le changement de phase est pris en compte à travers le terme de capacité thermique apparente:

$$Cp_a = Cp + L_f \frac{\partial f_s}{\partial T} \qquad \text{(II-112)}$$

Le changement de phase s'effectue sur un intervalle de température bien défini.

L'équation générale à résoudre est de la forme :

$$\rho Cp \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla\left(k \nabla T\right) + L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \qquad \text{(II.-113)}$$

La méthode des volumes finis associée à l'intégration de l'équation de l'énergie ramène la discritisation à un bilan de flux sur les frontères des volumes de contrôle. la technique utilisée correspond à la méthode proposée par [11] qui introduit la fraction liquide nodale $f_1 \in [0\ ;1]$, variable inconnue afin de réécrire l'enthalpie en fonction de la température de fusion T_f:

$$h(T) = \int_{Tref}^{T} C_p(\theta) d\theta + f_l L_f \qquad \text{(II-114)}$$

L'équation à discrétiser est de la forme ;

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \nabla.(\lambda \nabla T) + \rho L_f \frac{\partial f_s}{\partial t} \qquad \text{(II-115)}$$

Avec f_s=F(T)

Le terme source $S_c$est discrétiser par :

$$S_c = \rho L_f \frac{f_s^{n+\frac{k+1}{K}} - f_s^{n}}{\Delta t} \qquad \text{(II-116)}$$

Où K représente le nombre d'itérations internes. Le terme source étant fonction de la température, il est linéarisé :

$$f_s^{n+\frac{k+1}{K}} = f_s^{n+\frac{k}{K}} + \left(\frac{dF}{dT}\right)^{n+\frac{k}{K}} \left(T^{n+\frac{k+1}{K}} - T^{n+\frac{k}{K}} \right) \qquad \text{(II-117)}$$

Si de plus on force la température à tendre vers la température de changement de phase $T^{n+\frac{k+1}{K}} = T_f$, l'équation de l'énergie discrétisées devient :

$$\left(\frac{\rho C_p}{\Delta t} - \frac{\rho L_f}{\Delta t} \left(\frac{dF}{dT}\right)^{n+\frac{k}{K}} \right) T^{n+\frac{k+1}{K}} - \nabla.\left(\lambda \nabla T^{n+\frac{k+1}{K}} \right) = \frac{\rho L_f}{\Delta t} \left(f_s^{n+\frac{k+1}{K}} - f_s^{n} \right) - \frac{\rho L_f}{\Delta t} \left(\frac{dF}{dT}\right)^{n+\frac{k}{K}} T_f + \frac{\rho C_p}{\Delta t} T^n \qquad \text{(II-118)}$$

Avec :

$$\frac{dF}{dT} \to -\infty \quad \text{si } 0 < f_s^{n+\frac{k}{K}} < 1 \qquad \text{(II-119)}$$

$$\frac{dF}{dT} = 0 \quad \text{si } f_s^{n+\frac{k}{K}} = 0 \text{ ou } 1 \qquad \text{(II-120)}$$

Cette procédure permet de découpler les champs de température et de fraction solide calculés au même instant.

Le système linéaire obtenu est résolu par un schéma centré et se présente sous la forme :

$$a_p T_P^{n+\frac{k+1}{K}} = -a_W T_W^{n+\frac{k+1}{K}} - a_E T_E^{n+\frac{k+1}{K}} - a_N T_N^{n+\frac{k+1}{K}} - a_s T_s^{n+\frac{k+1}{K}} + b_p T_p^n - c_p T_f + d_p (f_s^{n+\frac{k+1}{K}} - f_s^n) \quad \text{(II-121)}$$

Le fait considérer $\frac{dF}{dT} \to -\infty$ lorsque le nœud concerné change de phase permet de négliger la chaleur sensible dans le coefficient a_p .ainsi, lorsqu'un nœud est sujet au changement de phase,l'équation (II.122) devient :

$$0 = -a_W T_W^{n+\frac{k+1}{K}} - a_E T_E^{n+\frac{k+1}{K}} - a_N T_N^{n+\frac{k+1}{K}} - a_s T_s^{n+\frac{k+1}{K}} + b_p T_p^n + d_p (f_s^{n+\frac{k+1}{K}} - f_s^n) \quad \text{(II-122)}$$

Soit :

$$f_s^{n+\frac{k+1}{K}} = f_s^n + \frac{-a_W T_W^{n+\frac{k+1}{K}} - a_E T_E^{n+\frac{k+1}{K}} - a_N T_N^{n+\frac{k+1}{K}} - a_s T_s^{n+\frac{k+1}{K}} + b_p T_p^n}{d_P} \quad \text{(II-123)}$$

De même, lorsqu'on soustrait membre à membre les équations (II.122) et (II.123), on obtient une équation qui relie les fractions solides aux itérations du point fixe n+ (k+1)/K et n+k/K :

$$f_s^{n+\frac{k+1}{K}} = f_s^n - \frac{a_p T_P^{n+\frac{k+1}{K}} + cpT_f}{d_p} \quad \text{(II-124)}$$

A chaque itération interne k, la résolution de l'équation de l'énergie fournit $f_s^{n+\frac{k+1}{K}}$ et $T^{n+\frac{k+1}{K}}$. La convergence est atteinte lorsque les critères sur la fraction solide et la température sont vérifiés :

$$\left\| f_s^{n+\frac{k+1}{K}} - f_s^{n+\frac{k}{K}} \right\| < \varepsilon_f \quad \text{et} \quad \left\| T^{n+\frac{k+1}{K}} - T^{n+\frac{k}{K}} \right\| < \varepsilon_T .$$

Conclusion :

Dans de ce chapitre, nous avons détaillé le modèle développé de l'écoulement du jet de plasma et on a étudier les transferts plasma-particule et les changements de phase susceptibles d'avoir lieu dans une particule en vol dans les conditions plasma. La conduction de la chaleur et la distribution de la température dans la sphère sont décrites par l'équation de continuité du flux d'énergie thermique, adaptée à la géométrie sphérique. Les mouvements des fronts de changement de phase (fusion, évaporation et solidification). Enfin, nous avons présenté le modèle numérique du problème.

III-1 Introduction

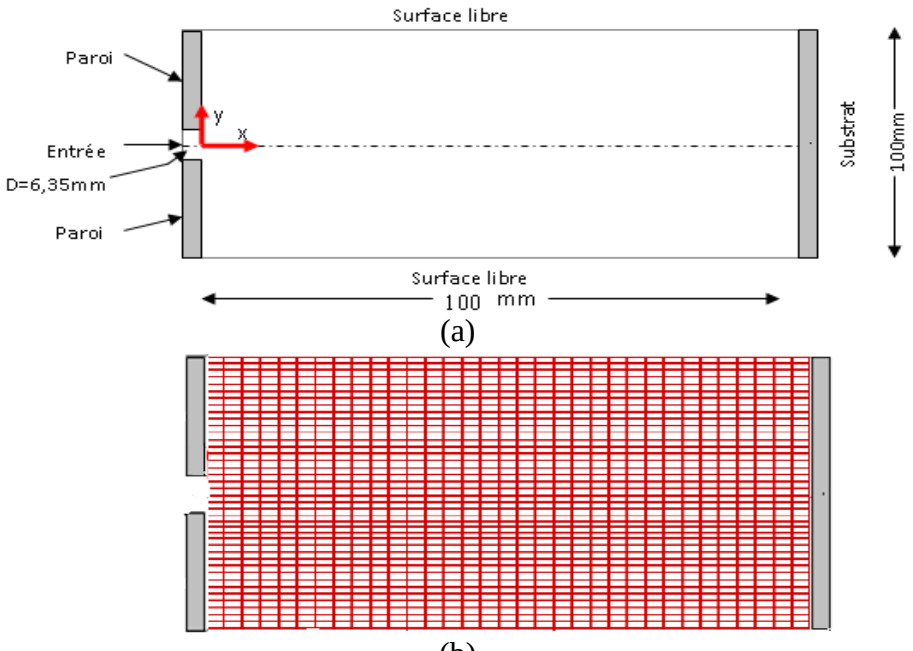
L'industrie de la projection plasma est confrontée à des besoins croissants de performance et à des exigences de plus en plus sévères. La réponse à ces contraintes impose une meilleure compréhension des phénomènes impliques dans le processus de projection plasma (fluctuation du pied d'arc, phénomène de dispersion des particules de poudres, interaction particule-plasma, impact des particules sur le substrat) ainsi que de meilleurs outils de diagnostic et de prévision (contrôle en ligne et numérique).

Première partie

III-2 Etude thermique et dynamique de l'écoulement du jet de plasma

Dans cette partie nous avons présente des résultats numérique d'un écoulement jet de plasma en 2D mélongiee on deux gaz (0.75Ar.0.25H2) dons l'air et étude l'effet de la variation de la vitesse et distance de substrat pour cela on utilisons le code Ansys, pour cela on a choisi les conditions aux limites de référence.

Les conditions aux limites sont résumées dans la figure III.2. L'entrée correspond à une vitesse et une température données avec un diamètre de 6,35 mm. La pression est imposé et égale à la pression atmosphérique sur la surface libre, sur la paroi u=0 et v=0 .Le substrat placé à une distance de (100.120.140.160) mm de la torche et portier une température 950 °C. Dans ce cas le jet de plasma choisi comme l'argon et hydrogène (0.75 Ar et 0.25 H2) déchargé dans l'air a une température initiale 25 °Cet une vitesse (400.500.600.650)m/s.



(a)

(b)

Figure III.1 : a) Domaine de calcul et conditions aux limites. b) Maillage

III-2-1 Etude l'effet de distance de plaque et vitesse sur refroidissement De gaz

Pour notre cas, on s'intéresse de présenter les champs de la température et la vitesse de l'argon et hydrogène (0.75Ar et 0.25H2) déchargée dans l'air puis représenter l'allure de ces derniers sur le long de l'axe.

III.2.1.a Effet de distance sur dustribution de température pour un gaz

On va etudie l'effet de variation de distance sur la ditribution de température d'un gaz (0.75 Ar et 0.25 H2) portée une température 25°C et un substrat de 950°C avec un vitesse 650m/s

Il est important de connaître le champ thermique dans la flamme, ce champ thermique étant très affecté par la structure de jet, il est nécessaire d'évaluer les propriétés thermiques telles que la capacité spécifique et la conductivité thermique du plasma qui sont en fonction de la température. Les figures (III.2) (III.3) (III.4) (III.5) représentent les lignes de contours de la température de l'argon et hydrogène d'un jet de plasma déchargie dans l'air, en remarque que la température

a 20 mm a l'axe de l'entrée de jet c'est la même température, et en suite la température sur l'axe de la torche augment de façon régulière jusqu'à le substrat pour la quelle la température atteint sa valeur maximale et voisinage de l'axe de La torche prendre la température de plaque, donc c'est en augmente la distence de substrat l'chouffement de l'écoulement du jet de plasma et dimunue.

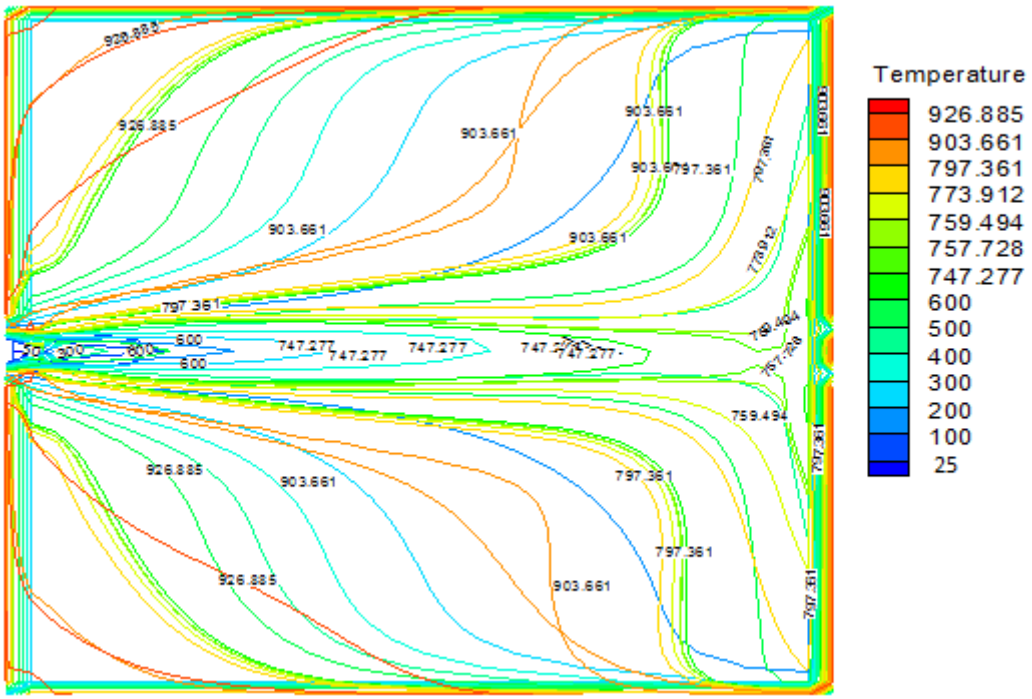


Figure III.2 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat T= 950°C pour 10cm

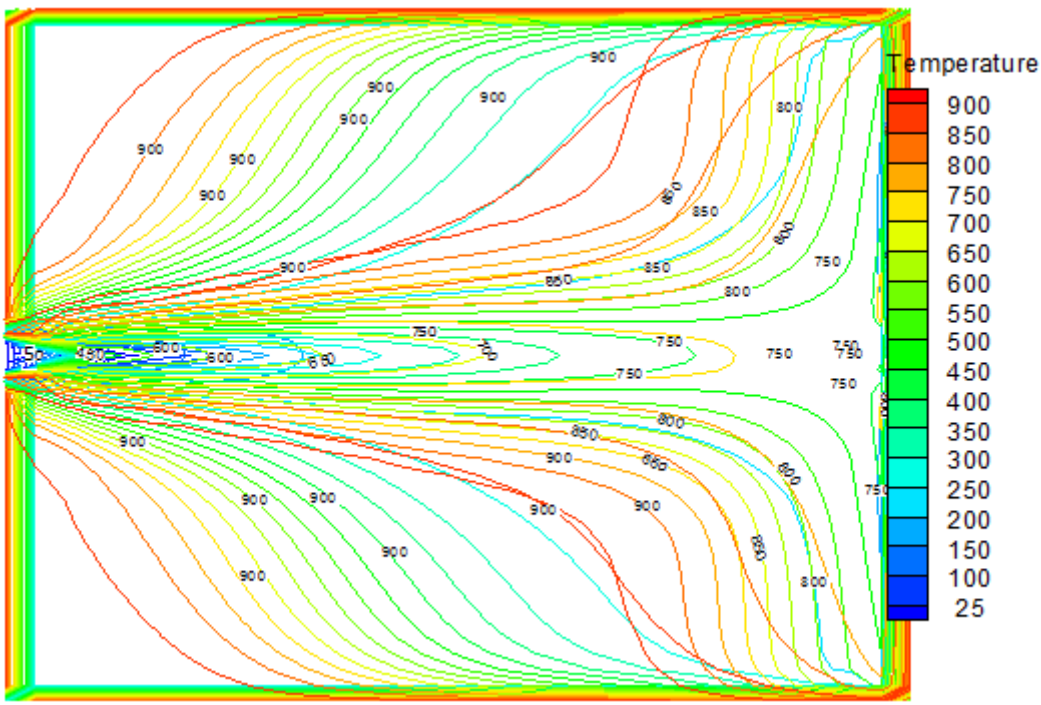


Figure III.3 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 12cm

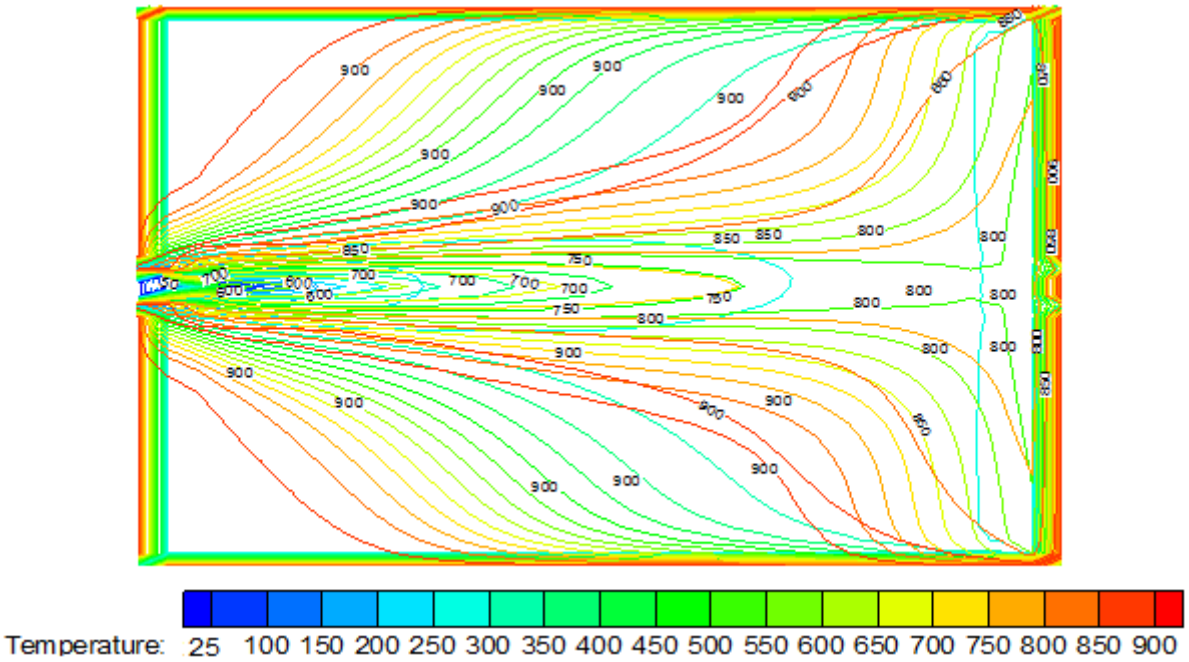


Figure III.4: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat T= 950°C pour 14cm

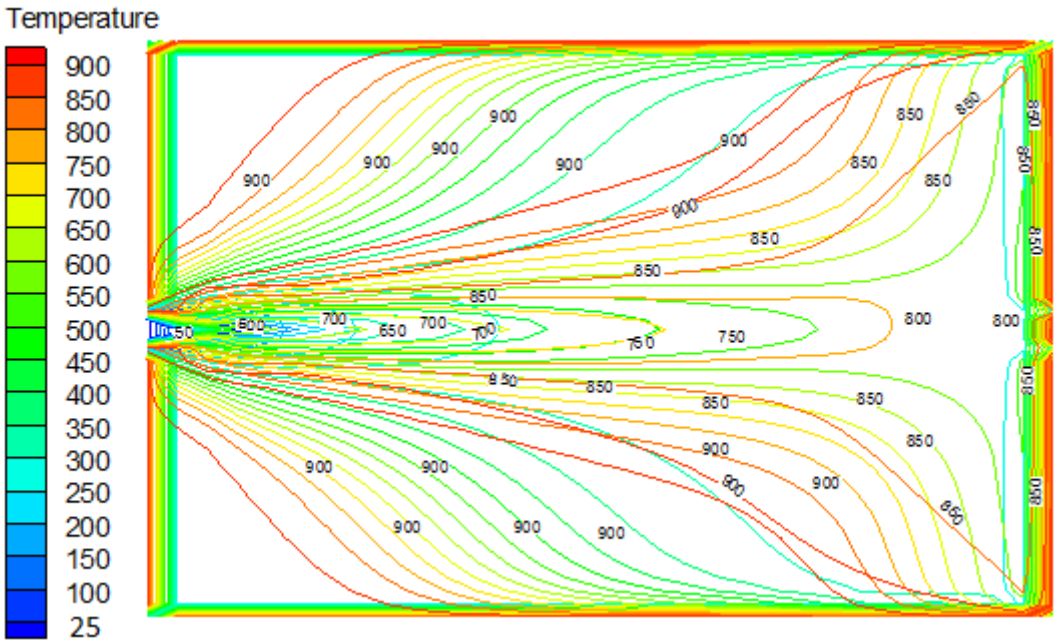


Figure III.5: Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat T= 950°C pour 16cm

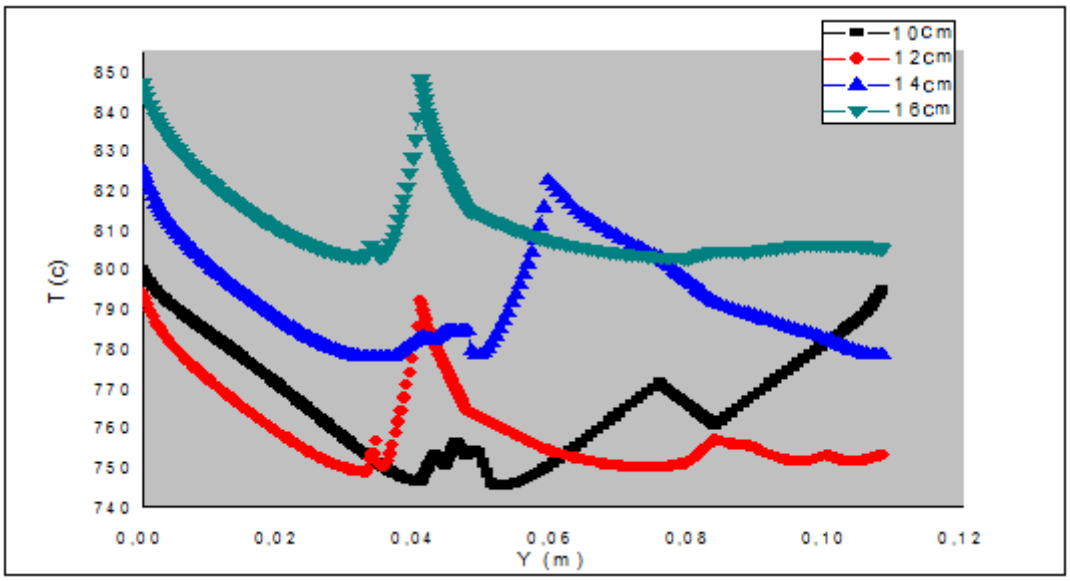


Figure III.6 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T=25°C et substrat T= 950°C pour différances distances de substrat (plaque)

La figure (III.6) présente La distribution de la température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a température 25°C projetée sur substrat a température 950°C pour différent distance, la figure montre que la température au point d'impacte de substrat(plaque) 10cm et 12cm et d dimunue a 750°C et voisinage de plaque diminue jusque 830c et pour distance 14cm la température ou point d'impact 790°C et voisinage de plaque et 830c mais pour 16cm la température pas remarquable.

III.2.1.b Effet de la vitesse sur distribution de température pour un gaz

On va etudes l'effet de variation de la vitesse sur la ditrebution de température d'un gaz melonge (0.75 Ar et 0.25 H2) pourtée une température 25°C et un substrat de 950°C avec une vitesse(400,500,600 et 650)m/s successivement

Les figures(III.7).(III 8).(III 9).(III 10) représentent les lignes de contours de la température de l'argon et hydrogène d'un jet de plasma déchargée dans l'air, en remarque que si en augmente la vitesse d'injection il ya une augmentation de la température sur la ligne centrale de La torche jusqu'à la plaque (substrat), donc la vitesse d'injection de jet de plasma

jouer un rôle très importons dons le transfert thermique entre les poudres et jet de plasma qui influence sur la forme de dépôt obtenue.

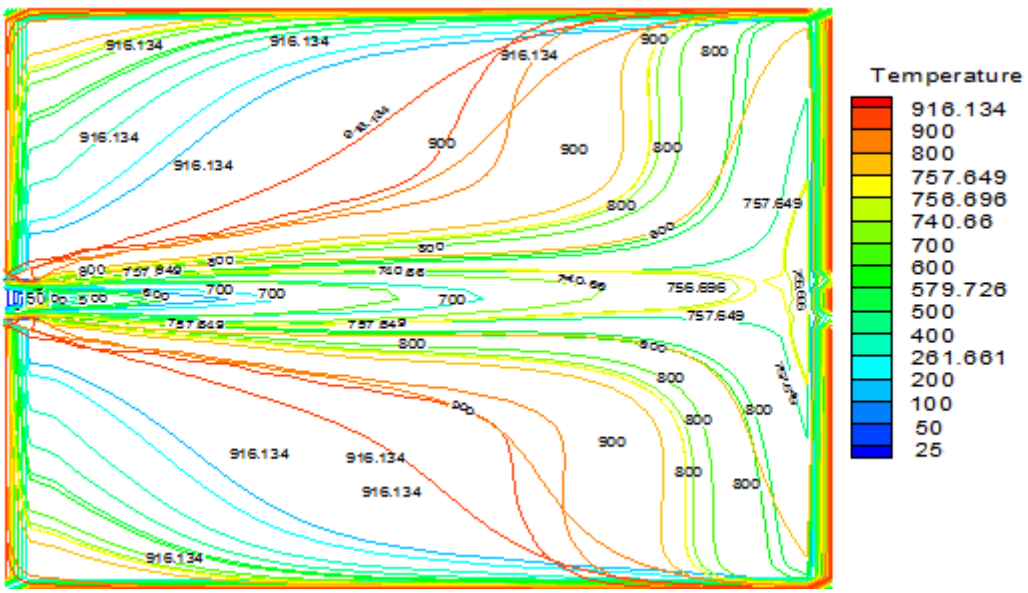


Figure III.7 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 400m/s

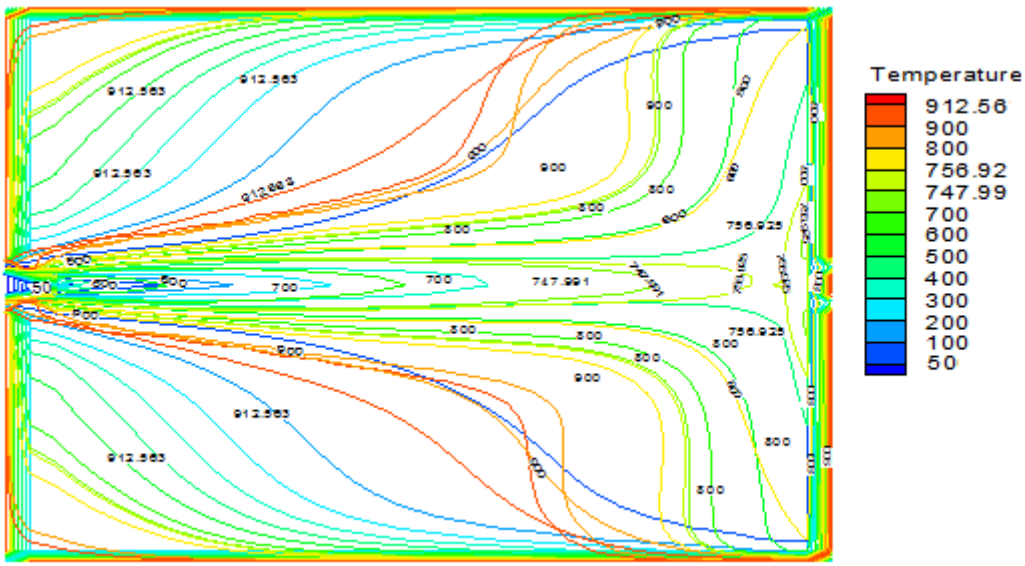


Figure III.8 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 500m/s

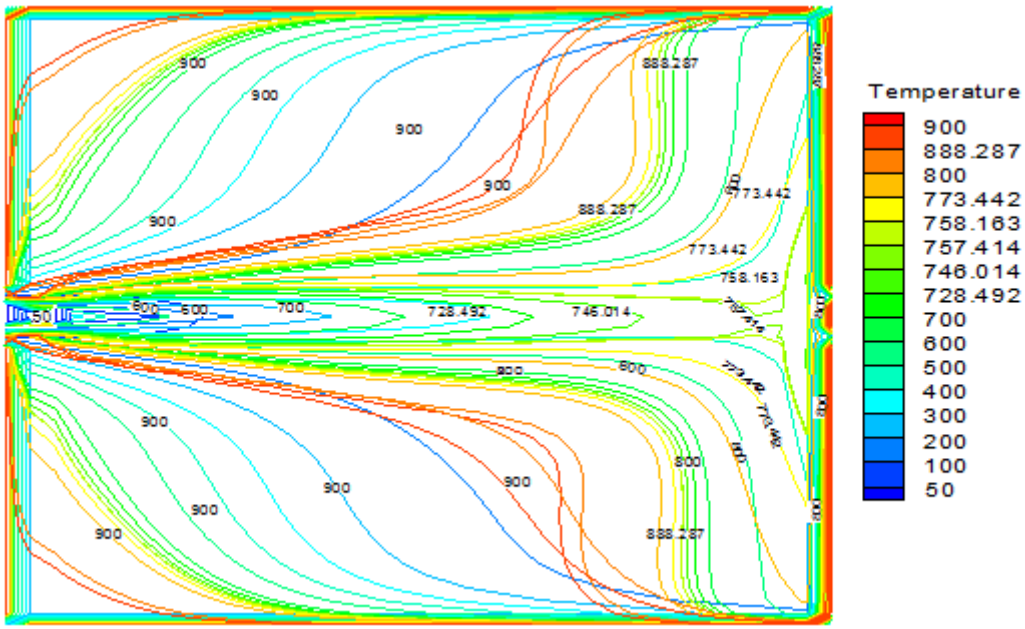


Figure III.9 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 600m/s

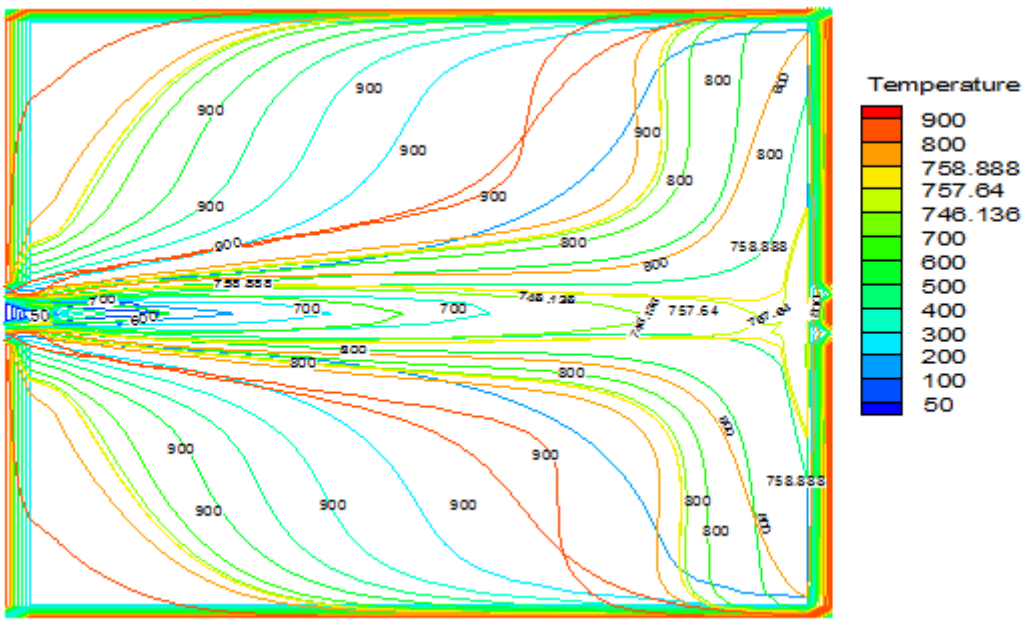


Figure III.10 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour 650m/s

La figure (III.11) représente La distribution de la température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a température 25°C projeter sur substrat a température 950°C c pour différents vitesses, la figure montre que au niveau de point d'impacte la mêmes température et voisinage de plaque ou distance (0.01cm a 0.045cm) l'échange de température et plus rapide c'est en augment la vitesse.

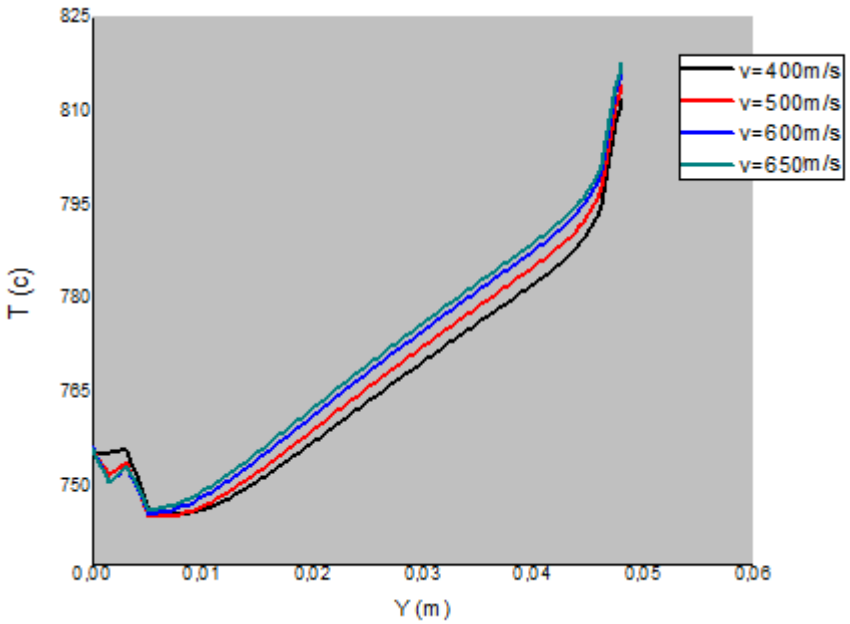


Figure III.11 : Distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T= 25°C et substrat a T= 950°C pour différences vitesse

Deuxième partie

Dans cette partie nous avons présente des résultats numérique de l'étalement d'une particule de l'aluminium .et on a s'intéresse de présenté l'effet des l'état de surface de substrat.

III-2 Matériaux utilisés

Dans cette étude numérique nous sommes intéressés à des particules d'aluminium fondues dans un jet plasma et projetées sur un substrat métalliques (acier d'outil) le choix de l'aluminium a été orienté par des nombreuses études déjà menées, telle que les travaux expérimentaux qui ont consacrés à l'étude de formation d'une lamelle individuelle d'aluminium sur substrat en acier, et qui sera l'objet d'identification de nos résultats.

III -2-1 l'aluminium :

Parmi les performances mécaniques et thermiques, que présente l'aluminium on cite :

- Une bonne tenue mécanique aux températures élevées, et une chaleur latente de fusion importante de l'ordre de $1.09.10^{6}$j/kg.
- Une bonne résistivité électrique >1012ohm.m [93]
- Une dureté HV sous une charge de 1N de 9,21 GPa [93]
- Une bonne résistance à l'usure : un dépôt d'aluminium par projection plasma présente un taux d'usure de l'ordre de 4.10 ˗ 5mm^3/Nm, à l'abrasion par une bille de sic de 6mm de diamètre et sous une charge de 5N à température ambiante ce taux d'usure augmente jusqu' à 3.10^{-3}mm/Nm lorsque la température augmente à 400°c [93]
- Une bonne résistance chimique aux acides concentrés et dilués, aux alcalins, aux halogènes et aux métaux et une bonne résistance à l'oxydation Ces performances font de ce matériau l'objet de nombreuses applications dans des domaines très variés :
- Les applications mécaniques, l'aluminium est l'abrasif le plus répandu a coté du carbure de silicium. Elle est utilisée aussi contre l'usure et la corrosion par des particules solides [93]
- Les applications réfractaires, résistances aux hautes températures ; l'aluminium sert à protéger l'acier contre la corrosion a haute températures [93]
- Les application médicales : le caractère biocompatible de l'aluminium permet son utilisation dans la fabrication des prothèses en orthopédie [93]
- Les applications électriques et électroniques : l'aluminium est utilisé dans la fabrication des bougies d'allumage pour automobile et dans de nombreux produits d'isolation. [93]

- Les application optiques : les films d'aluminium permettent la réalisation de guide d'onde optique dans le visible et l'infrarouge et permettent aussi de protéger des capteurs solaires

III-2-2 Propriétés des particules à l'impact :

Pour l'alumine

$$P = 2{,}79.10^{3}[1 - 4{,}22.10^{-5}(T-T_f)] \tag{3.1}$$

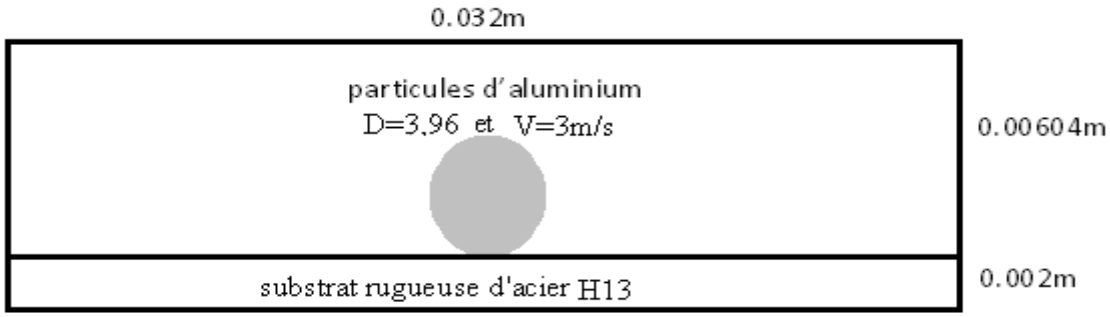
$$\mu = 2.87.10^{-9}\exp(2{,}05.10^{4}/T)$$

Pour l'acier

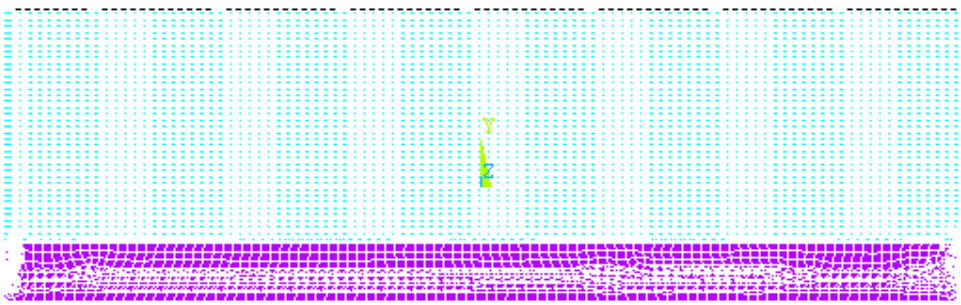
$$P = 0{,}9246.10^{4} - 1{,}481T + 1{,}425(T/100)^{2} \tag{3.2}$$

$$\mu = 0{,}3162.10^{-3}\exp(5{,}004.10^{3}/T)$$

les équations (3.1) et (3.2) concernent, plus exactement, le fer pur mais ont été adoptées pour l'acier 316L compte tenu des valeurs voisines de densité et viscosité entre le fer et l'acier 316L liquide. Ainsi que pour le calcule numérique on a utilisé les propriétés thermo physique représentées sur le tableau



(a)



(b)

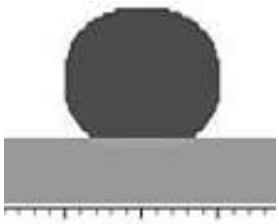
Figure III.12 : a) Géométries de substrat et particules d'aluminium b) Maillage adoptée pour la simulation en 2D

Propriétés	aluminium alloy 380	H13 Tool steel
Densité (kg/m3)	2570	7800
Température de fusion en oc	570	
Chaleur de fusion [j/kg]	389	
Viscosité cinématique en [m2/s]	°C 78 4.5E-7 2000 4.0E-7	
Conductivité thermique liquide [W/m K]	70	
Chaleur spécifique liquide [j/kg k]	1000	
Tension superficielle [N/m]	1.07	
Conductivité thermique solide [W/m K]	°C 100 144.5 200 147.5 300 152.5 400 148.0	°C 27 17.6 204 23.4 427 25.1 649 26.8
Chaleur spécifique [j/kg k]	°C 300 980 400 1050 479 1150	°C 20 460 500 550 600 590

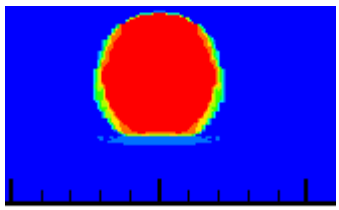
Tableau III -1 Propriétés thermo physique de l'aluminium et de l'acier H13

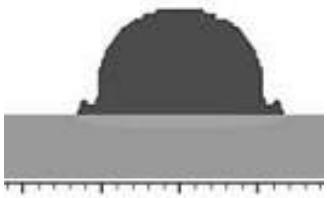
III-2-3 Impacta d'une particule d'aluminium totalement fondue :

Sur la Figure (III.13) (a) et (b) qui représente les résultats expérimentaux et de simulation L'impact séquentiel d'une gouttelette en aluminium de 3,92 mm initialement à une température de 630°C Sur un substrat rugueux d'acier à outils à 200°C avec 3 m/s de vitesse d'impact. On peut constaté que le comportement dynamique de la gouttelette dans l'ensemble donne un bon accord à celui des images d'expérimentales, d'où après la première 0.1ms la gouttelette se propage symétriquement part rapport au point d'impact ; cependant, la forme convexe abaisse la pente dans le temps en glissant lentement sur le substrat jusqu'à l'étalement totale ,il faut noté que le liquide suit la topographie de la surface, et sur la surface rugueuse, l'écoulement est perturbé verticalement. C'est à dire, Lorsque le liquide s'écoule sur la surface il tend à suivre la forme de la surface. Plus la surface est rugueuse plus le liquide a de difficulté à suivre ces formes. Ainsi le liquide qui s'écoule perpendiculairement à ces obstacles est projeté verticalement du fait de son inertie.

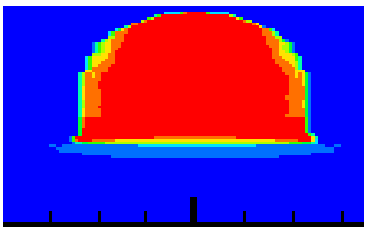


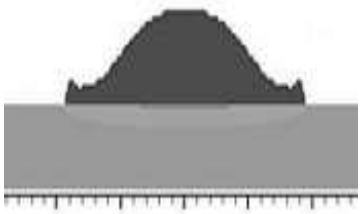
0.1ms



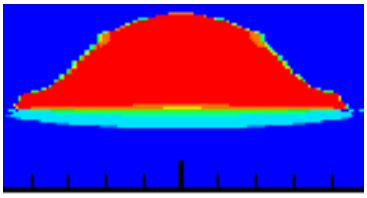


0.3ms





0.7ms



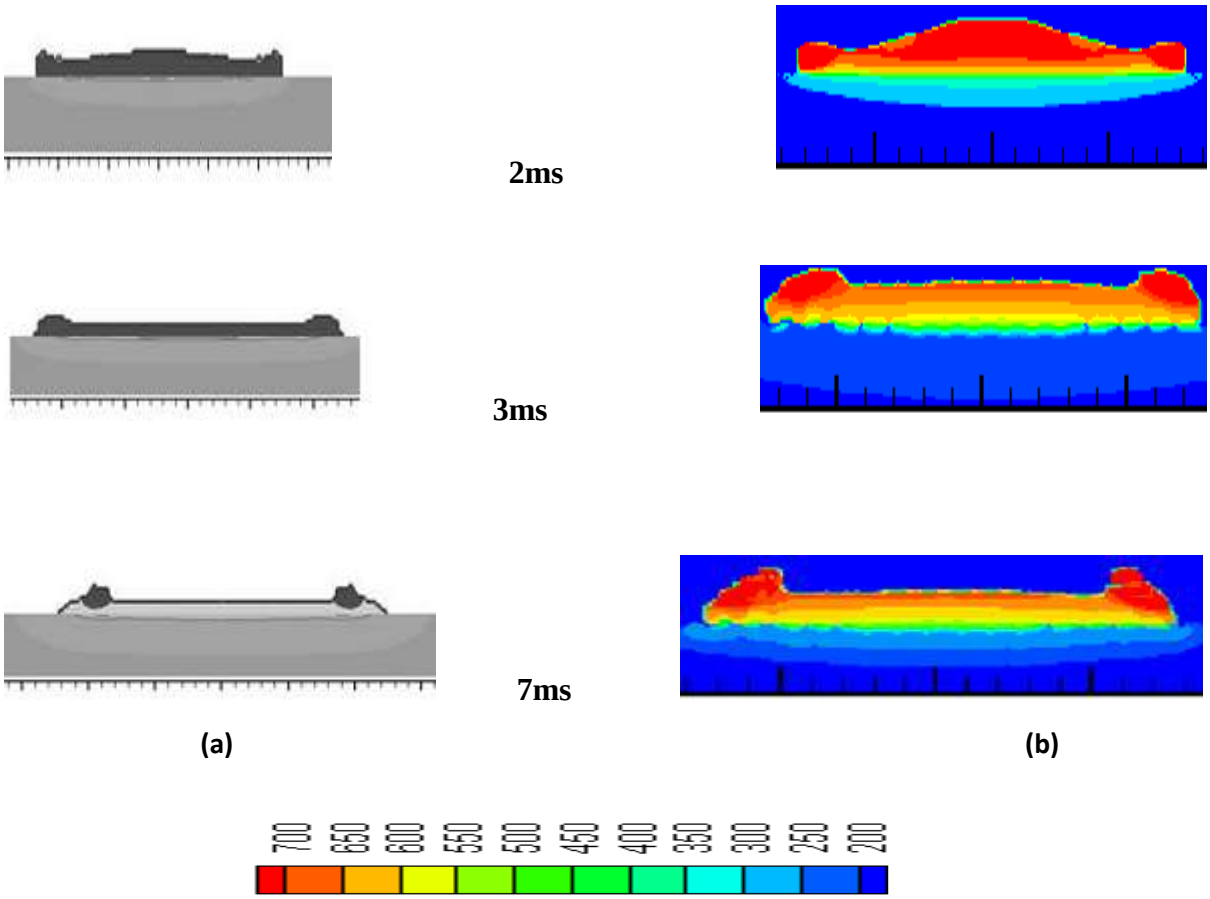


Figure III.13 : Représente les résultats de simulation de l'impact d'une particule en aluminium d'un diamètre de 3.92mm initialement a une température de 630°C et une vitesse de 3m/s sur substrat en acier d'outil initialement à 200 °C

Sur La Figure(III.14) qui représente la distribution de température pendant l'impact de la gouttelette ou le modèle de transfert thermique utilisé a permis observé que les " doigts " à la périphérie de lamelle formé ont solidifié en retard et ont arrangé sur des aspérités approximatives de substrat. ceci est dû au flux radial et à la séparation à grande vitesse du principal bord de lamelle (splat) qui a réparti au dessus des aspérités de substrat ; Les résultats numériques ont également indiqué que le centre d'un lamelle (splat) typiquement s'est bien conformé à la topographie fondamentale de substrat due à la pression de stagnation et de taux de cisaillement de l'écoulement qui a dirigé en pente rapide vers la surface encourageant le fluide pour couler dans les cavités extérieures. D'autre part de mettre en évidence l'existence de augmentation de température à la surface du l'acier au contact de la gouttelette, dans il est claire l'apparaissions des zones de bonne et de mauvaise contacte à l'interface particule/substrat. Donc en peut dire que, aux tous premiers instants suivants le premier contact de la goutte avec la cible, la température du substrat au point d'impact augmente

rapidement et la Resistance Thermique diminue. Après un étalement partiel, la surface de contact entre le substrat et la goutte augmente, alors que la température du substrat reste quasi-constante. pour les position dans la substrat au dessous de 3.39µm La température du substrat augmente beaucoup plus lentement alors que la température de surface de la goutte s'abaisse, donc la résistance de contact associée augmente, qui favorise la diffusion thermique radial dans la lamelle.

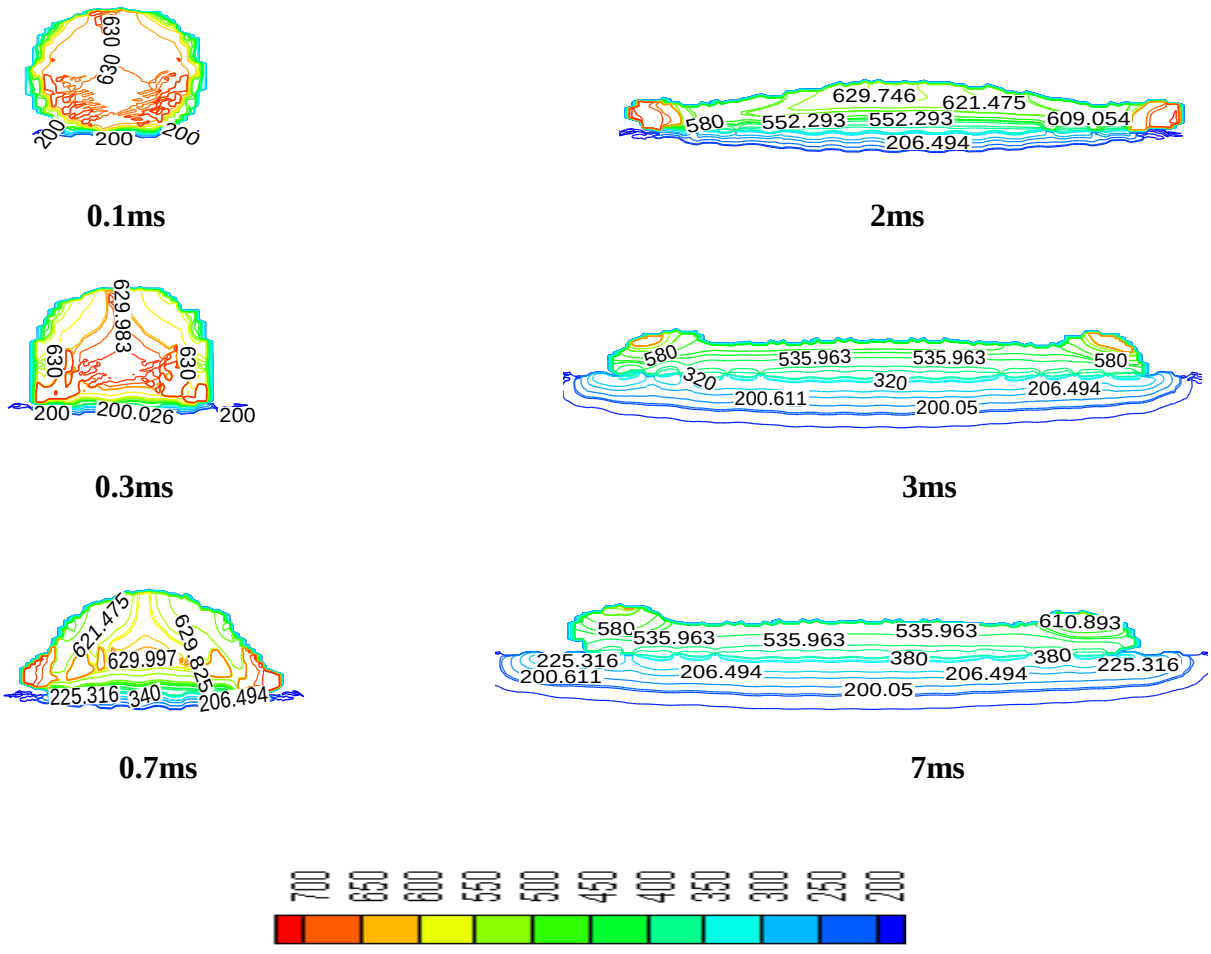


Figure III.14 : Distribution de température pendant l'impact de la Goutte

La Figure (III.15) compare le facteur d'étalement de la goutte d'aluminium dans le modèle proposé et dans celui expérimentale et théorique de Minxia Xue , Yoav Heichal , Sanjeev Chandra et Javad Mostaghimi [30].

L'étalement et la forme de la goutte sont semblables au cours de l'impact. a l'instant t = 7 ms, la goutte se stabilise et prend la forme de l'étalement final.

Les résultats du modèle présenté sont très proches de ceux expérimentaux, obtenus par Javad Mostaghimi [30], comparé à leur modèle théorique. On peut dire que dans leurs modèle ils on négligé l'effet de la solidification sur les forces visqueuses avant l'étalement alors que dans notre modèle les forces de viscosité sont corriger après chaque pas de temps sous l'effet de transfert de chaleur dans la particule.

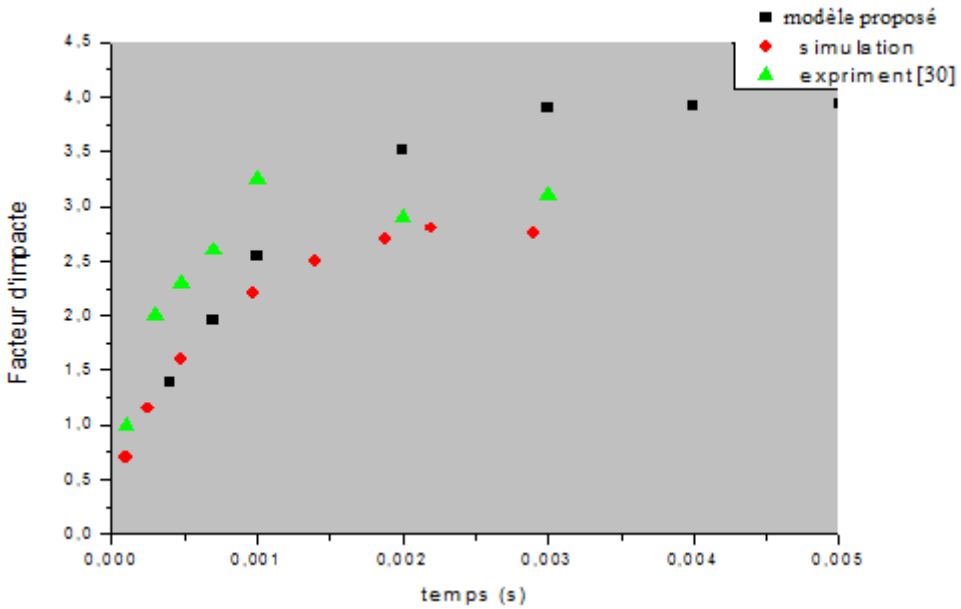
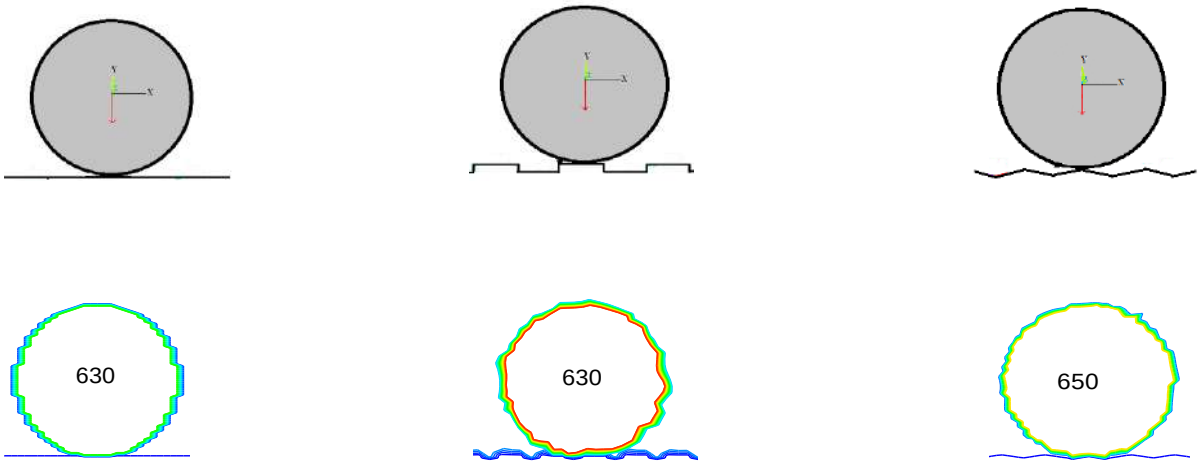


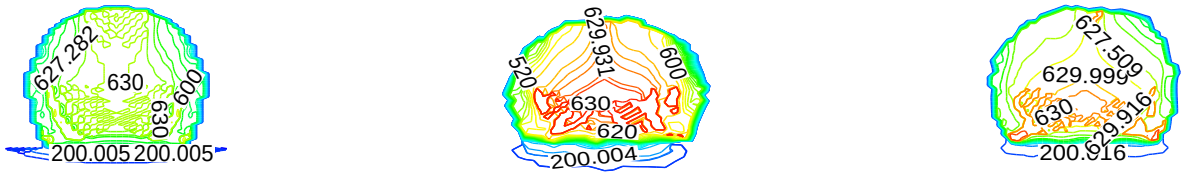
Figure III.15 : Facteur d'impacte de goutte d'aluminium (3.92 mm de diamètre) avec une vitesse d'impact de 3m/s sur un substrat rigide

III-2-4 Evaluation de l'influence de forme de substrat

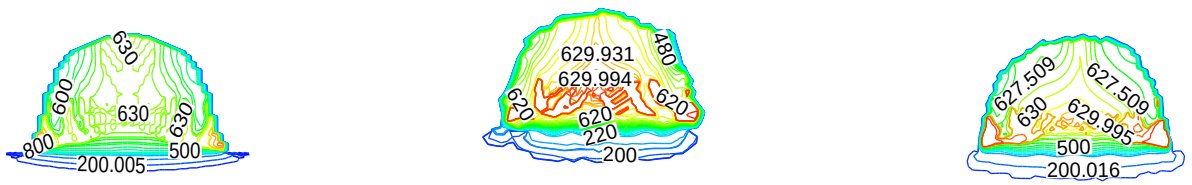
Dans cette étude Nous allons présentent l'influence de l'état de surface sur l'étalement d'une goutte d'aluminium de diamètre de 3.92 mm, sur un substrat d'acier H13 préchauffé à 200°c, avec une vitesse de 3 m/s. On prendre trois forme de substrat (lisse, carre et triangle)



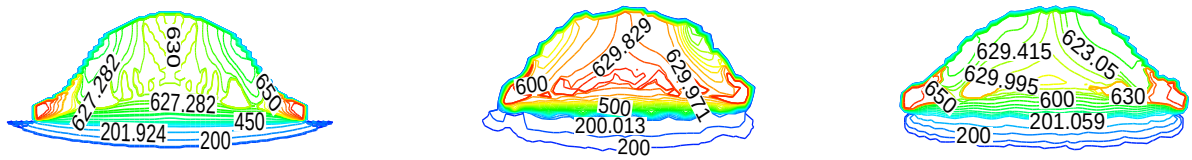
0s



0.2ms



0.4ms



(a) **(b)** **(c)**

0.7ms

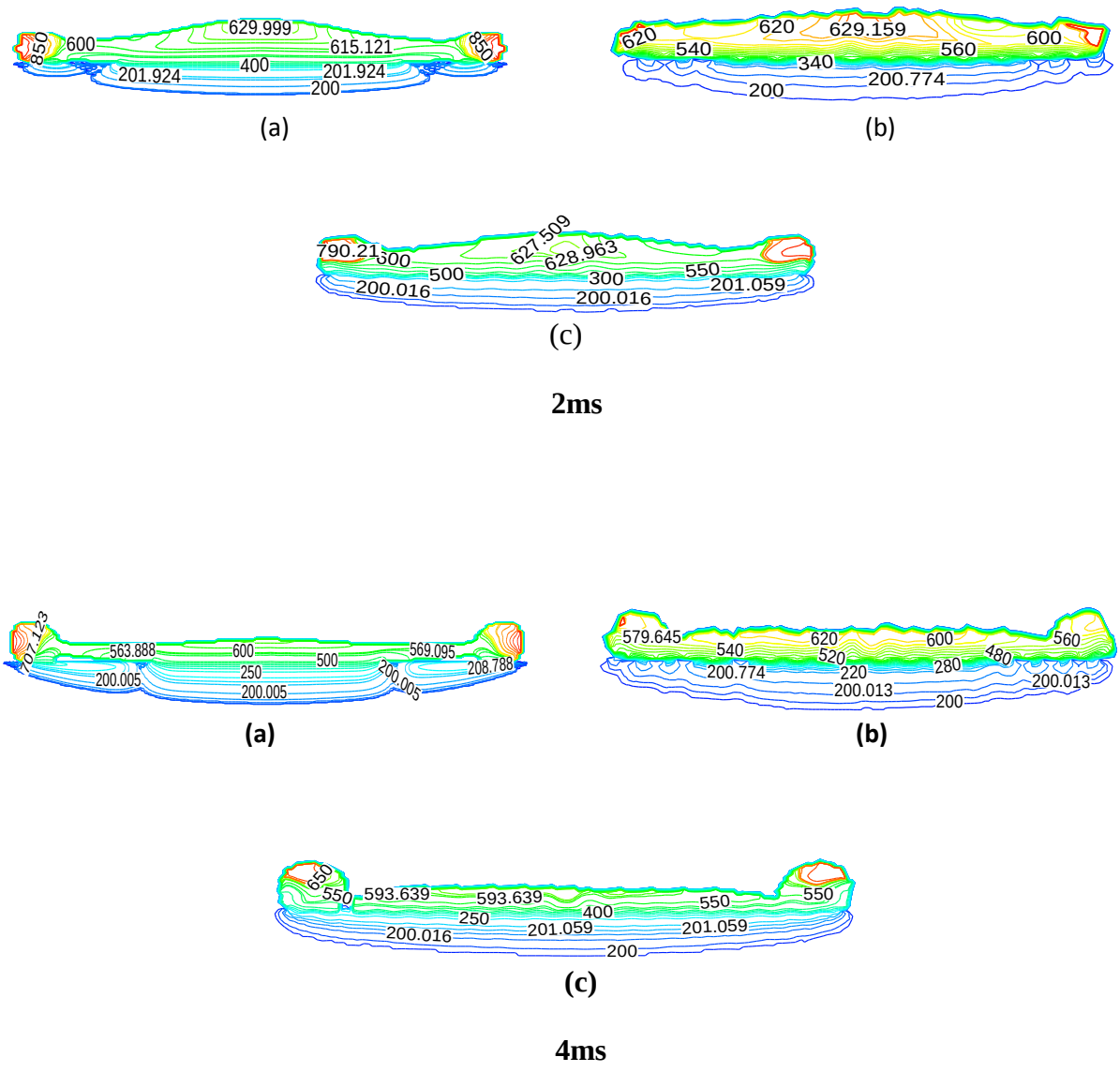


Figure III.16 : Distribution de température pendant l'impact de la gouttelette pour trois forme de substrat (a) substrat lisse, (b) substrat carre et (c) substrat trianguler

III-2-5 Distribution de la température sur la paroi de trois formes de substrat (lisse, carre et trianguler)

Les figures (III.16) et(III.17) représente La distribution de la température pour différent type de substrat, montre que la température au cours de l'étalement d'une goutte à la ligne d'impact pour la surface (lisse), supérieur à celle obtenue pour les deux autres formes de substrat (carre et trianguler).

Comme il est annonce précédemment que l'état de surface joue un rôle sur le comportement et l'étalement de la goutte, la présence des forces de frottement, influences sur la vitesse d'étalement, c'est-à-dire le diamètre d'étalement dans la forme lisse est deux fois le diamètre des autres formes.

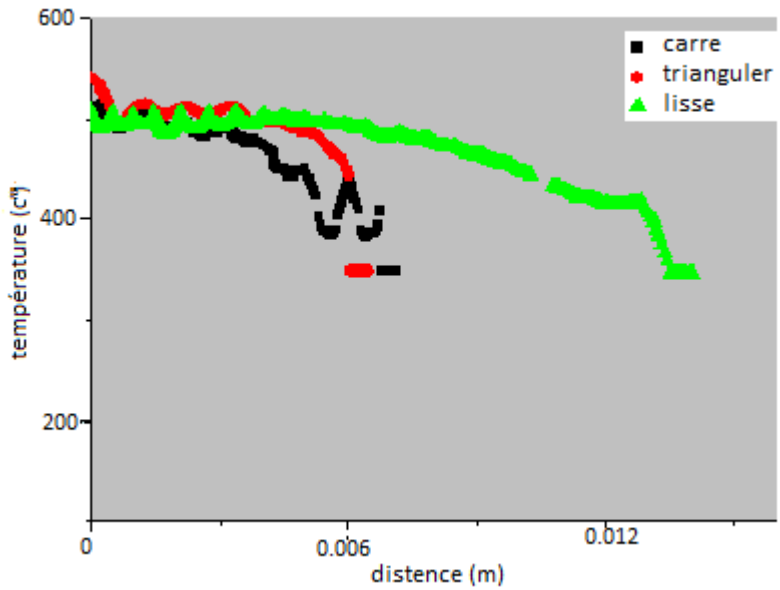


Figure III.17 : Distribution de la température sur la paroi de trois formes de substrat (Lisse, carre et trianguler)

Sur la Figure (III.18) nous représentons une comparaison des facteurs d'impact des Particules sur trois formes de substrat lors d'impact. Nous constatons que le facteur d'impact de la surface carre est inferieur à celui des surface trianguler et lisse. Ce qui justifier les remarque du Paragraphe précédente.

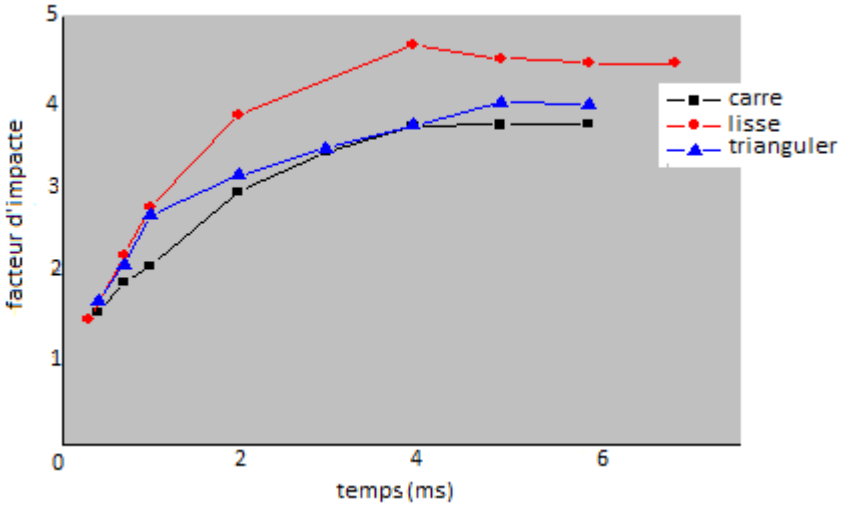


Figure III.18 : Facteur d'impacte de goutte d'alumine (3.92 mm de diamètre)
Avec une vitesse d'impact de 3m/s sur un trois formes de substrat (lisse, carre et trianguler)

III-2-6 Distribution des profiles de température dans le substrat d'acier (lisse, carre, trianguler)

Dans La figure(III.19) on observe un comportement identique pendant les premiers moments de l'impact .On note Cependant que dans un second temps on constate un comportement relativement similaire dans l'allure de variation mais les valeurs des températures pour le cas d'un impact sur surface triangulaire atteint des valeurs plus élevée que le cas d'un impact sur la surface lisse et carrée . En effet, la goutte pour le premier cas et durant l'étalement, fournit plus de chaleur au substrat à couse des angles vifs, et celui-ci continue de s'échauffer localement. La goutte se refroidit donc plus vite se solidifie plus rapidement au niveau du contact avec le substrat. A la fin de simulation, la température de contact dans le substrat, en dessous du point d'impact de la goutte diminue. En effet, une fois solidifiée, la matière ne fournit plus d'énergie au substrat, et la chaleur se répartit dans ce milieu de façon homogène, ce qui abaisse localement la température.

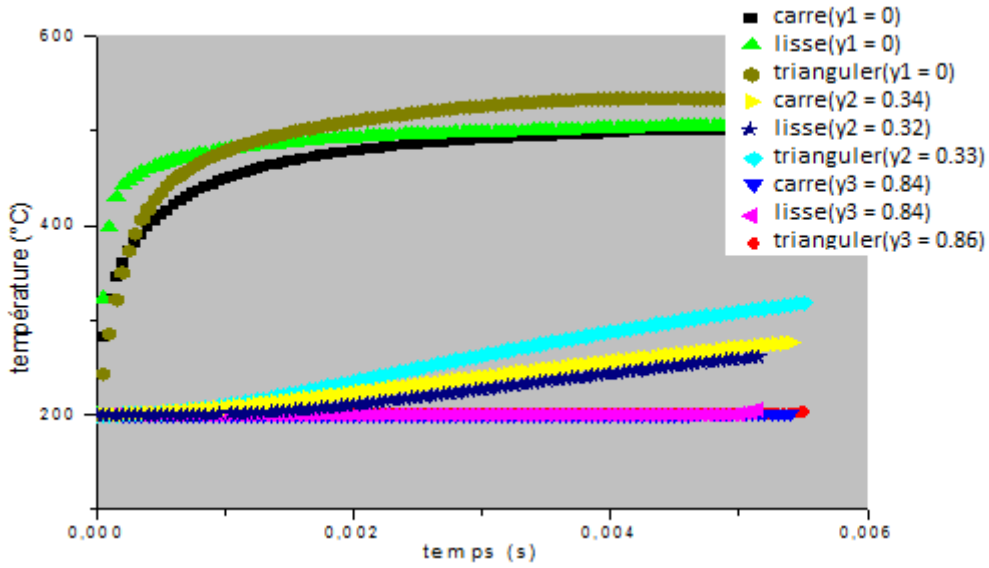


Figure III.19: Résultats de simulation pour les profiles de température dans Le temps pour trois position dans le substrat d'acier (lisse, carre, trianguler)

III-2-7 Distribution de la pression sure la longueur du substrat :

Après l'impact de la particule sur le substrat il y a toujours une variation de pression le long de substrat, la figure (III.20) montre qu'a l'instant t=0.2ms la particule engendre une pression élevée sur le substrat, principalement sur le premier point d'impact particule – substrat, avec le temps cette pression se minimise jusqu'a ou elle devient nulle.

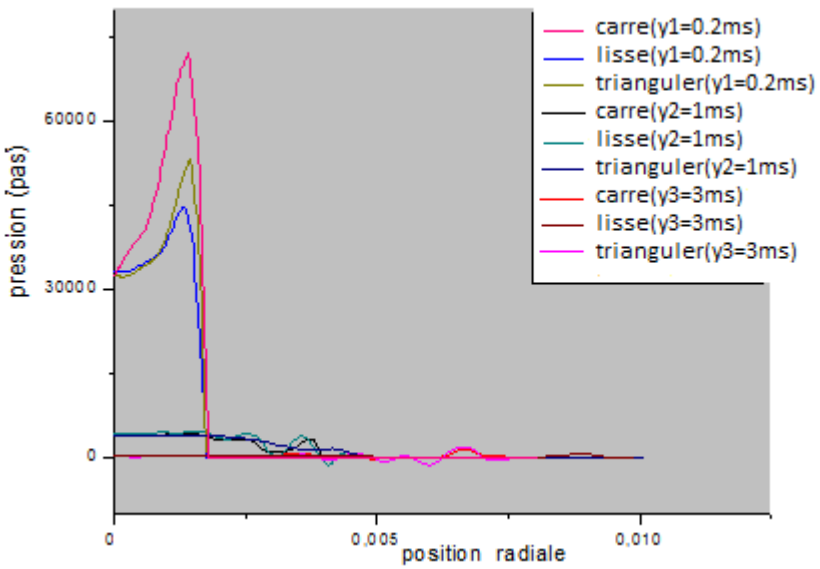


Figure III.20 : variation de la pression pour trois positions radiales sur substrat d'acier (lisse , carre, trianguler)

Conclusion :

Pour la première partie de chapitre a été consacré principalement à la discussion des résultats lors de la distribution de température d'un gaz (0.75Ar 0.25H2) a T=25°C sur un substrat portée à haute température pour distance et vitesse différence, montre que la température de jet et diminue c'est la vitesse et la distance de substrat est plus petite.

Pour 2eme partie de Ce chapitre a été consacré principalement à la discussion des résultats lors de l'impact d'une particule d'aluminium sur un substrat portée à haute température et different formes de substrat en acier d'outil, dans un premier temps on a introduit les différents facteurs intervenant lors de la l'impact et l'étalement de la particule sur le substrat tels que le facteur d'étalement, la pression d'impact et la propagation de la température dans le substrat ensuite

Conclusion générale

Dans ce travail, notre objectif était d'étudier les aspects thermiques, dynamiques de la particule en interaction avec le jet de plasma thermique et l'aspect de formation du dépôt sur le substrat et ce en fonction de plusieurs paramètres pour des conditions opératoires imposées.

La maîtrise du procédé de projection par plasma thermique réside principalement dans la connaissance des conditions de séjour des particules dans le jet de plasma : température, vitesse, environnement, réactions chimiques etc…. La complexité du contrôle de ces conditions est liée à la nature inhomogène du jet de plasma (gradient de vitesse, de température, des espèces etc…) ainsi qu'à la dispersion des particules dans le jet qui induit une différence de traitement pour chaque particule. La difficulté est accrue dans le cas de la projection de poudres métalliques où des réactions chimiques importantes, dues aux interactions entre l'air engouffré dans le plasma et les particules, modifient la nature des poudres injectées et par-là même la nature du dépôt formé.

C'est pourquoi en premier lieu, par le modèle k-ε en utilisant le code de calcul ANSYS, nous avons simulé le jet de plasma thermique mélange on deux gaz d'argon et hydrogène déchargeant dans l'air en fonction des paramètres géométriques de la buse et vitesse initiale de sortie du jet. Les résultats montrent qu'en raison des variation des distance de plaque élevées, le plasma se dilate et les flux à une vitesse élevée à l'air ambiant, qui se traduit par l'échange de quantité de mouvement, et une décroissance marquée de la vitesse, température de la plaque chaude et fraction molaire de l'Argon et hydrogène le long des directions. La confrontation des résultats obtenus avec celles disponibles dans la littérature (numérique) montre que notre modèle décrit d'une manière satisfaisante le jet de plasma d'argon

Dans la deuxième partie de notre travail, nous avons cherché à développer un modèle de couplage entre l'écoulement du jet plasma et le dynamique des particules. La recherche bibliographique que nous avons consultée montre très bien les difficultés rencontrées par les chercheurs quant à la modélisation de l'interaction particule plasma pour l'obtention d'une solution rapide et ce genre de procédés n'a encore été que peu abordé. Pourtant ce système est aujourd'hui très utilisé et on peut s'attendre à ce qu'il prenne de plus en plus d'importance dans l'avenir, avec toutes les applications des plasmas dans le domaine des matériaux entre autres.

La méthode numérique que nous avons utilisé (la méthode VOF) génère des gouttes secondaires issues de la résolution numérique lorsque l'interface s'allonge et les contraintes deviennent trop importantes. Malgré tout, il semble que le schéma VOF offre dons notre cas de

meilleurs possibilités en vue d'ajouter au système les équations de la thermique qui vont se baser sur la description de l'interface.

Les résultats obtenus montrent que la variation des paramètres du phénomène du jet de plasma et l'impact des gouttes (vitesse et forme de substrat ….) joue un roule très important dans ce problème. Les modèles font appel à des paramètres dont les valeurs sont très importantes et l'analyse numérique de la cinétique reste difficile a réalisé. En ce sens, les résultats ne sont donc pas a la hauteur de nos attentes et il serait intéressent d'approfondir les études sur la modélisation de ces phénomènes.

Les perspectives immédiates de ce travail sont relatives à la mise en place de la simulation 3D de l'écoulement de jet plasma et de l'impact de gouttes, et l'interaction plasma particule le long de l'écoulement jet de plasma par le code ANSYS, et on recommande d'étudier l'influence de différents paramètres liée au problème de projection de plasma.

[1] C. MOREAU, J. F BISSON, R. S. LIMA, B. R MARPLE, Diagnostic for advanced materials processing by plasma spraying, Pure Appl. Chem., 77 (2), p 443-462, (2005)

[2] A.A. SYED, A.DENOIRJEAN, P. DENOIRJEAN, J.C LABBE, P. FAUCHAIS, Investigation of phenomena influencing properties of plasma sprayed ceramic-metal composite deposits, High Temperature Material Processes, 8 (2), p 253-272, (2004)

[3] ASIF ANSAR SYED, Co-projection d'alumine et d'acier inoxydable par plasma d'arc. Thèse de l'université de Limoges N° d'ordre 3-2004 (2004)

[4] H. SINGH, B. S. SIDHU, D. PURI, S. PRAKASH, Use of plasma spray technology for deposition of high temperature oxidation/corrosion resistant coatings – a review, Materials and Corrosion, 58, (2), p 92-102, (2007)

[5] Thermal Spraying, (pub.) American Welding Soc., Miami, Etats-unis, 1985.

[6] H. HERMAN, S. SAMPATH, R. MCCUNE, Thermal Spray : Current status and future trends, MRS Bulletin, 25 (7), 2000, pp 26-31.

[7] L. PAWLOWSKI, The science and engineering of thermal spray coatings, (pub.) J. Wiley and sons, New York, USA, 1995.

[8] M.I. BOULOS, RF induction plasma spraying : State-of-the-art review, J. Thermal Spray Technology, 1 (1),1991, pp 33-48.

[9] R. W. SMITH, R. NOVAK, Advances and applications in US thermal spray technology: Technology and materials, Powder Metallurgy International, 3, 1991, pp 147-165

[10] A. OHMORI, C.J. LI, The structure of thermally sprayed ceramic coatings and its dominant effect on the coating properties, in Plasma Spraying-Theory and Applications, (ed.) R. Suryanarayanan, (pub.) World Scientific Pub. Co., Singapore, 1993, pp 179-202.

[11] C. J. LI, A. OHMORI, Relationships Between the Microstructure and Properties of Thermally Sprayed Deposits, J. Thermal Spray Technology, 11 (3), 2002, pp 365-374.

[12] BRIAN S. SCHORR, KEVIN J. STEIN, ARNOLD R. MARDER, Characterization of Thermal Spray Coatings, Materials Characterization, 42 (2-3), 1999, pp 93-100.

[13] H. HERMAN, S. SAMPATH, Plasma spray forming, Ind. Ceram., 18 (1), 1998, pp 29-32.

[14] M. BONCOUER, P. FAUCHAIS, A. GRIMAUD, G. SHNEDECKER, Torche à plasma d'arc à stabilisation par grainage gazeux, Brevet Française 94-11949, Octobre 1984.

[15] E. PFENDER, Electric arcs and arc gas heaters, in Gaseous Electronics - Vol. 1, (ed.) M.N. HIRSH, H.J. OSKAM, (pub.) Academic Press, New York, USA, 1978, pp 291-398.

[16] M. I. BOULOS, P. FAUCHAIS, E. PFENDER, Thermal plasmas: Fundamentals and applications- Vol. 1, (pub.) Plenum Publishing Corporation, New York, USA, 1994.

[17] M.P. PLANCHE, Z. DUAN, O. LAGNOUX, J.V. HEBERLEIN, J.F. COUDERT, E. PFENDER, Study of arc fluctuations with different plasma spray torch configurations, in Proc. 13th International Symposium on Plasma Chemistry, (ed.) C.K. Wu, 1997, pp 1460-1465.

[18] J.F. COUDERT, M.P. PLANCHE, P. FAUCHAIS, Velocity measurement of dc plasma jet based on arc root fluctuations, Plasma Chem. & Plasma Process., 15 (1), 1995, pp 47-70.

[19] M.P. PLANCHE, Contribution à l'étude des fluctuations dans une torche à plasma. Applications à la dynamique de l'arc et aux mesures de vitesse d'écoulement, Ph.D. Thesis, University of Limoges, France, Ordre No. 37-1995, 1995.

[20] S.A. WURTZKE, E. PFENDER, E.R.G. ECKERT, Study of electric arc behavior with superimposed flow, IAAA Journal, 5 (4), 1967, pp 707-719.

[21] C. GORSE, Contribution au calcul des propriétés de transport des plasma des mélanges Ar-H2 et Ar-N2, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, 1975.

[22] IUPAC Sub commission on Plasma Chemistry, Thermodynamics and transport properties of pure and mixed thermal plasmas at LTE, Pure Appl. Chem., 6, 1982, pp 1221.

[23] B. PATEYRON, M.F. ELCHINGER, G. DELLUC, P. FAUCHAIS, Thermodynamic and transport properties of Ar- H2 and Ar-He gases used for spraying at atmospheric pressure – Part 1 : Properties of the mixtures, Plasma Chem.Plasma Proc., 12 (4), 1992, pp 421-448.

[24] P. FAUCHAIS, J.F. COUDERT, M. VARDELLE, A. VARDELLE, A. DENOIRJEAN, Diagnostics of thermal spraying plasma jets, J. Thermal Spray Technology, 1 (2), 1992, pp 117-128.

[25] M. RAHMANE, G. SOUCY, M.I. BOULOS, Enthalpy probe calibration and measurements under plasma conditions, Plasma Chem. & Plasma Process., 16 (1), 1996, pp 169S-190S.

[26] S.C. SYNDER, L.D. REYNOLDS, J.R. FINCKE, G.D. LASSAHN, J.D. GRANDY, T.E. REPETTI, Electron temperature and electron density profiles in an atmospheric pressure argon plasma jet, Phy. Rev. E, 50 (1), 1994, pp 519- 525.

[27] P. FAUCHAIS, J. COUDERT, M. VARDELLE, A. VARDELLE, A. DENOIRJEAN, Diagnostics of thermal spraying plasma jets, in Plasma Spraying-Theory and Applications, (ed.) R. Suryanarayanan, (pub.) World Scientific Pub. Co., Singapore, 1993, pp 61-94.

[28] P. FAUCHAIS, J.F. COUDERT, M. VARDELLE, Diagnostics of plasma processing, in Plasma Diagnostics, (pub.) Academic Press, Boston, USA, 1989, pp 349.
[29] C. BONET, Thermal plasma processing, Chemical Engineering Progress, 1976, pp 63-69.

[30] J. MOSTAGHIMI, P. PROULX, M. I. BOULOS, Modeling of the thermal treatment of powders in a plasma jet under dense loading conditions, in Proc. International Symposium on Plasma Chemistry 8, (ed.) K. Akaski, A. Kinburn, (pub.) University of Tokyo, 1, 1987, pp13-19.
[31] P. FAUCHAIS, A. VARDELLE, Heat, mass and momentum transfer in coating formation by plasma spraying, Int. J. Therm. Sci., 39, 2000, pp 852-870.
[32] J. L. ENGELKE, Heat transfer to particles in plasma, in A. I. Ch. E. meeting, Los Angeles, USA, 1962.

[33] B. PATEYRON, M.F. ELCHINGER, G. DELLUC, P. FAUCHAIS, Thermodynamic and transport properties of Ar-H2 and Ar-He plasma gases used for spraying at atmospheric pressure : Properties of mixtures, Plasma Chem. And Plasma Proc., 12 (4), 1992, pp 421.
[34] S. JANISSON, A. VARDELLE, J. F. COUDERT, E. MEILLOT, B. PATEYRON, P. FAUCHAIS, Plasma spraying using Ar-He- H2 gas mixtures, J. Thermal Spray Technology, 8 (4), 1999, pp 545-552.
[35] N.J. THEMELIS, Transport and chemical rate phenomena, (pub.) Gordon and Breach, 1995.

[36] E. PFENDER, Heat transfer in thermal plasmas, in Proc. Julian Szekely Memorial Symposium on Materials Processing, Cambridge, Massachusetts, 5-8 October 1997, (ed.) H.Y. Sohn, J.W. Evans, D. Apelian, (Pub) TMS, 1997.

[37] A. VARDELLE, Etude numérique des transferts de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à pression atmosphérique et des particules solides, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, n° d'Ordre 29-87, 1987.
[38] E. PFENDER, C.H. CHANG, Plasma spray jets and plasma particulate interactions: modeling and experiment, in Thermal Spray : Meeting the Challenges of the 21st Century, (ed.) C. Coddet, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, 1998, pp 315-327.
[39] K.I. LI, M. VARDELLE, A. VARDELLE, P. FAUCHAIS, C. TRASSY, Vaporization of metal powders in plasma spraying, in Thermal Spray : Practical Solutions for Engineering

Problems, (ed.) C.C. Berndt, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, 1996, pp 457-552.

[40] J.H. MASLIYAH, PH. D. THESIS, University of British Columbia, Vancouver, Canada, 1970.

[41] B. DUSSOUBS, Modélisation tridimensionnelles du procédés de projection plasma : influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement, Thèse de Doctorat, Université de Limoges, France, N° d'Ordre 23-1998, 1998.

[42] A. VARDELLE, P. FAUCHAIS, B. DUSSOUBS, N.J. THEMELIS, Heat Generation and Particle Injection in a Thermal
Plasma Torch, Plasma Chem. and Plasma Proc., 18 (4), 1998, pp 551-578.

[43] V.V. SOBOLEV, J.M. GUILEMANY, Oxidation of coatings in thermal

spraying, Materials Letters 37, 1998, p.231-235

[44] A.A SYED, Co-projection d'alumine et d'acier inoxydable par plasma d'arc,
Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2004

[45] S. DESHPANDE, S. SAMPATH, H. ZHANG, Mechanisms of oxidation and Its role in micro structural evolution of metallic thermal spray coatings – Case study for Ni-Al, Surface & Coatings Technology 200, Issues 18-19, 2006, p. 5395-5406

[46] A.A SYED, A; DENOIRJEAN, P. FAUCHAIS, J.C. LABBE, On the oxidation of stainless steel particles in the plasma jet, Surface & Coatings Technology 200, Issues14-15, 2006, p. 4368-4382

[47] A. DENOIRJEAN, P. LEFORT, P. FAUCHAIS, Nitridation process and mechanism of Ti-6Al-4V particles by dc plasma spraying, Physical Chemistry Chemical Physics 5, 2003, p. 5133-5138

[48] S. DESHPANDE, S. SAMPATH, H. ZHANG, Mechanisms of oxidation and its role in microstructural evolution of metallic thermal spray coatings – Case study for Ni-Al,
Surface & Coatings Technology 200, Issues 18-19, 2006, p. 5395-5406

[49] E. LEGROS, Contribution à la modélisation tridimensionnelle du procédé de projection par plasma et application à un dispositif à deux torches, Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2003

[50] E. LUGSCHEIDER, L. ZHAO, A FISCHER, Reactive plasma spraying of titanium, Advanced Engineering Materials 2, N°5, 2000, p. 281-284

[51] C. MARCHAND, Nitridation of Ti-6Al-4V powder in thermal plasma Conditions and sintering of obtained TiN powder, Surface and Coating Technology 201, 2006,

[52] P.Proulx , « Modélisation mathématique des écoulements plasma –particules », these de doctorat ,Quebec, Canada (1987).

[53] Tseheno Nirina RANDRIANARIVELO, «Étude numériques des interactions hydrodynamiques fluides/ solides : Applications aux lits fluidisés», thèse de doctorat Université Bordeaux. N°: 3087, (2005).

[54] Bilger, R.W., "A Note on Favre Averaging in Variable Density Flows", Combustion Science and Technology, Vol. 11, pp. 215-217 (1975).

[55] Launder, B.E., Spalding, D.B, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Computer Methods In Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, pp 269-289 (1974).

[56] A. abdellah el-hadj, « Modilisation de l'interaction particule –gaz pendant la projection thermique » , Thèse de doctorat de l'université de Blida,2004.

[57] B.Dussoubs, « Modélisation tridimonsionnelle du procédé de projection plasma » ,Thèse de doctorat de l'université de Limoges,France (1998).

[58] M.I Boulos., P. Fauchais., E Pfender. "Thermal Plasmas Fundamentals and applications", Vol.1, Plenum Press, New York. ISBN 0-306-44607-3. (1994)

[59] M**.** Khalid FATAOUI, «Développement de modèles thermomécaniques de construction de dépôts obtenus par projection thermique ». Thèse de doctorat, Université de LIMOGES, (2007).

[60] M .Vardelle. "Etude expérimentale des transferts de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à la pression atmosphérique et des particules solides", Thèse de doctorat, Université de Limoges. 1987.

[61] M. Bounder, M. El Ganaoui, B. Pateyron, P. Fauchais "Thermal modelling of composite iron/alumina particles sprayed under plasma conditions. part i : pure conduction". journal of high temp. material processes**,** volume 7, issue 4, 2003, pp. 547-558.

[62] F. Ben EttouilI., Modélisation rapide du traitement de poudres en projection par plasma d'arc, Thèse de doctorat de l'université de Limoges, N° 8, avril (2008).

[63] S.V. Joshi and R .Sivakumer, « Particle behavior during high velocity oxy-fuel spraying ».Surface and coating technology ,50(1991)67.

[64] E. Bourdin, P. Fauchais, M. I. Boulos, Transient heat conduction under plasma condition, Int. J. Heat and Mass Transfer, 26 (4), p 567-582, (1983)

[65] M. N. Ozisik, Heat Transfer, 2ème Edition, New York: Wiley-Interscience Publication, (1993).

[66] V. R. Voller, M. Cross, Accurate solutions of moving boundary problems using an enthalpy method, Int J. Heat Mass Transfer, 24, p 545-556, (1981).

[67] H. Carslaw, J. Jaeger, Conduction of heat in solids, (Ed.) Oxford : Claredon Press, (1959)

[68] K. El Omari, Etude de la convection autour d'un nodule sphérique contenant un matériau à changement de phase au cours de sa cristallisation, Thèse de l'université de Pau et des Pays de l'Adour, (2001).

[69] E. pefender , Y. C. Lee, " Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasmas, part 1. The motion of a single particle Without thermal effect". Plasma chemistry and plasma processing, 5(3),(1985) 211-237.

[70] Armster S. Q., Delplanque J. P., Rein M., and Lavernia E. J., "Thermo- mechanisms controlling droplet based materials processes", International Materials Review, Vol. 47, n° 6, pp. 265-301. (2002).

[71] Sobolev V. V. and Guilemany J.M., "Flattening of droplets and formation of splats in thermal spraying: A Review of recent work- Part 1", J. Therm. Spray Technol., Vol. 8(1), pp. 87-101. (1999).

[72] Jones H., "Cooling, freezing and substrate impact of droplets formed by rotary atomization", J. Phys. D: Appl. Phys., Vol. 4, pp. 1657-1660. (1971).

[73] S. CHANDRA and C.T. AVEDISIAN. On the collision of a droplet with a solid surface proc. r. soc .London, vol. a 432n 13,p2771-2789,1991.

[74] M. PASANDIDEH-FARD, Y. M. QUIAO, S. CHANDRA and M. MOSTA-GHIMI. Capillary effects during droplet impact on a solid surface. Phys. Fluids, vol. 8 (3), p. 650-659, 1996

[75] W.M. HEALY, J .G. HARTLEY And S.I. ABDEL-KHALIK. Surface wetting effects on the spreading of liquid droplets impacting a solid surface at Lowe Weber numbers. Int. j. heat mass trans. Vol. 44, p.235-240, 2001

[76] Sobolev V. V. and Guilemany J. M., "Flattening of Thermally Sprayed Particles", Mater. Lett., Vol. 22, , pp. 209-213. (1995).

[77] Dhiman R. and Chandra S., "Freezing-induced splashing during impact of molten metal droplets with high Weber numbers", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 48, pp. 5625-5638. (2005).

[78] Aziz S. D. and Chandra S., "Impact, Recoil and Splashing of molten metal droplets",Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 43, pp. 2841-2857. (2000).

[79] Dhiman R., McDonald A., and Chandra S., "Predicting Splat Morphology in a Thermal Spray Process", Surface and Coatings Technology, Vol. 201 (18), pp. 7789-7801.(2007).

[80] McDonald A., Lamontagne M., Moreau C., Chandra S., "Impact of plasma-sprayed metal particles on hot and cold glass surfaces", Thin Solid Films, Vol. 514, pp. 212–222. (2006).

[81] Heichal Y., Chandra S., "Predicting Thermal Contact Resistance between molten metal droplets and a solid surface", J. of Heat Transfer, Vol. 127 (11), pp. 1269-1275. (2005).

[82] Carslaw H. S, Jaeger J. C., "Conduction of heat in solids", 2nd ed. Clarendon Press Oxford. (1959).

[83] Timsit R. S., "The true area of contact between a liquid and a rough solid: elementary considerations", Wear,Vol. 83, pp.129-141. (1982).

[84] Y. Mebdoua, « Etude Numérique des Phénomènes Thermiques Contrôlant la Solidification d'une Lamelle en Projection Thermique : Application à la Formation du Dépôt ». Thèse de doctorat, Université de LIMOGES.(2008) .

[86] M.P. PLANCHE, contributions à l'étude des fluctuations dans une torche à plasma. Applications à la dynamique de l'arc et aux mesures de vitesse d'écoulement, université de limoges, France

[87] GHAFOURI-AZAR R, SHAKERI S, CHANDRA S, MOSTAGHIMI J. interactions between molten metal droplets impinging on a solid surface [J]. interactional Journal of heat and mass transfer

[88] TOUMI ABOUBAKER, BOUDERRADJI MOHAMED « L'effet de la surface intermétallique de SnAgCu sur la fiabilité d'un ensemble de relie semi-conducteur de puissance » diplôme d'ingénieure ; Université de Yahia Fers de Médéa ; 2009.

[89] MEDJBER MOHAMED, YKRELEF HICHEM «Etude de l'écoulement d'air dans une cavité parallélépipédique chargé d'obstacle » diplôme d'ingénieure ; Université de Yahia Fers de Médéa ; 2008.

[90] B. J. DALY. A technique for incuding surface tension for effects in hydrodynamic calculation. J. Comput. Phys., vol.4, P.97-117, 1996.

[91] N.N Rykalin., A.A Uglov., Yu.N Lokhov., A.G Gnedovets., « Properties of heating submicron metel particles in a hot gas »,traduit de Teplofizika Visokikh temperature, V19,No 3, p 557,(1981)

[92] M.I Boulos., W.H Gauvin, « Powder processing in a plasma jet : a proposed model », the Canadian journal of chemical Engineering, V. 52, June (1974).