Université Dr Yahia
Farés de Médéa

Doctorat en Sciences

T H È S E

Pour l'obtention le grade de Docteur délivré par

L'Univerité Dr Yahia Fares de Médéa

Spécialité en "Génie des Procédés"

Présentée et soutenue publiquement par :

Souad TAHAR

Simulation numérique par EF/VOF pour l'étude de l'influence de l'état de surface sur la formation des lamelles d'un dépôt d'aluminium réalisé par projection plasma.

Jury

Mr Mohamed Nadjib BOUAZIZ	Professeur, UYF, Médéa, Algérie	Président
Mr Nacereddine. BACHA	Professeur, USD, Blida, Algérie	Rapporteur
Mr Abdelkader HAMID	Professeur, USD, Blida, Algérie	Rapporteur
Mr Mounir ZIRARI	Docteur, UYF, Médéa, Algérie	Directeur de thèse
Mr Salah HANINI	Professeur, UYF, Médéa, Algérie	Co-encadrement de la thèse

Laboratoire de Biomatériaux
et Phénomènes de Transport

THÈSE

Remerciement

*Tout d'abord, louange à **Allah** qui m'a guidé sur le droit chemin tout au long du travail et m'a inspiré les bons pas et les justes reflexes. Sans sa miséricorde, ce travail n'aura pas abouti.*

*Ces travaux de thèse ont été réalisés au sein de laboratoire: dans l'équipe Biomatériaux et Phénomène de Transport de l'université YAHIA Fares à Médéa. Je tiens donc à remercier **Othmane BAKIR TERKI** et **Amina BOUKHELKHAL** pour m'avoir accueillie.*

*Je remercie également monsieur le professeur **Mohamed Nadjib BOUAZIZ**, monsieur le professeur **Nacereddine BACHA** et monsieur le professeur **Abdelkader HAMID** pour s'être intéressés à mes travaux de thèse et avoir accepté de juger ce travail en qualité de rapporteurs et pour leur participation à ma soutenance.*

*Il est maintenant tant de remercier mes encadrant de thèse monsieur le docteur **Mounir ZIRARI** et monsieur le professeur **Salah HANINI**. C'est avec une grande émotion, que je leur adresse mes plus sincères remerciements pour toutes nos discussions scientifiques très enrichissantes, mais aussi pour leur soutien tout au long de cette thèse tant au niveau professionnel que personnel, leur écoute, leur gentillesse et pour la confiance qu'ils ont su me témoigner.*

*Vient maintenant le temps de remercier mes amis de toujours **Liela**, **Samira**, **Imène**, **Mohamed**, **Hichem** et **Imad** qui même à distance ont su être là dans les bons et les mauvais moments.*

*Enfin, merci à toute ma famille pour leur soutien durant les années de recherches et plus particulièrement je remercie ma chère **mère**, sans qui je ne serai pas arrivée jusque-là aujourd'hui. Les derniers remerciements vont à **Abderrazak**. Merci pour ton soutien, ton écoute, et ta patience.*

ملخص: محاكاة رقمية بواسطة EF / VOF لدراسة تأثير الحالة السطحية على تكوين صفائح الألمنيوم بواسطة الاسقاط بالبلازما

الهدف من هذا العمل يكمن في فهم أفضل لبناء رذاذ طلاء البلازما. ويتعلق الأمر في دراسة رقمية لتشكيل صفائح حيث التكدس على الركيزة يؤدي إلى الطلاء. يستخدم تطبيق النموذج ثنائي الأبعاد طريقة العناصر المنتهية وحجم السائل (VOF) لحل المعادلات ودراسة تأثير ونشر وتصلب قطرة من السيراميك على الركيزة المعدنية وتغيير درجة حرارة الركيزة. ويتنبأ بالتشكيل العجائبي والتناثر المحتمل أثناء الانتشار وقورنت النتائج مع نتائج المحاكاة من قبل مؤلفين وآخرين تم الحصول عليها في ظل نفس الظروف. بفضل هذه الدراسة، وجد أن الحالة السطحية ، التسخين المسبق للسطح وحالة الجسيم نفسه يلعبون دورا هاما في التشكل وتشكيل الصفائح.

كلمات المفاتيح : رش البلازما, تكوين الصفائح, ، والمحاكاة الرقمية ، العناصر المنتهية ، حجم السائل (VOF)، التصلب السريع.

Résumé: Simulation numérique par EF/VOF pour l'étude de l'influence de l'état de surface sur la formation des lamelles d'un dépôt d'aluminium réalisé par projection plasma.

L'objectif du présent travail se situe dans le cadre d'une meilleure compréhension de la réalisation d'un revêtement par projection plasma. Il s'agit de l'étude numérique de la formation des lamelles dont l'empilement sur le substrat aboutit au revêtement du substrat. L'application du modèle, à deux dimensions, utilise la méthode des éléments finis et le volume de fluide (VOF) pour résoudre les équations de gouvernance et permettre d'étudier l'impact, l'étalement et la solidification d'une goutte de céramique sur un substrat métallique et le changement de la température du substrat. Il prédit la morphologie de lamelle et d'éventuelles éclaboussures pendant la propagation. Les résultats ont été comparés aux résultats des simulations d'autres auteurs, obtenu dans les mêmes conditions. Grâce à cette étude, il a été constaté que l'état de surface, le préchauffage de la surface et l'état de la particule elle-même, jouent un rôle très important dans la morphologie et la formation des lamelles.

Mots clés : Projection plasma, formation de lamelles, simulation numérique, élément finie, volume of fluide (VOF), solidification rapide.

Abstract: Numerical simulation by EF / VOF for the study of the influence of the surface state on the formation of the splats of an aluminum deposit made by plasma projection.

The objective of this work is within the framework of a better comprehension of the realization of a coating by projection plasma. It is about the numerical study of the formation of the splats whose stacking on the substrate leads to the coating of the substrate. The application of the model, with two dimensions, uses the finite element method and the volume of fluid (VOF) to solve the governance equations and to make it possible to study the impact, the spreading and the solidification of a ceramics drop on a metal substrate and the change of the temperature of the substrate. He predicts the morphology of splats and possible splashes during the propagation. The results were compared with the results of simulations of other authors, obtained under the same conditions. Through this study, it has been found that the surface quality, the pre-heating of surface and the state of the particle itself, play a very important part in the morphology and the formation of the splats.

Keywords: Plasma spraying, formation of splats, numerical simulation, finite element, volume of fluid (VOF), rapid solidification.

Nomenclature

Notation	Signification	Unité
	Lettres latines	
a	Diffusivité thermique	[m².s^{-1}]
Cp	Capacité calorifique massique à pression constante	[m².s^{-2}.K^{-1}]
$C_{\emptyset}$	Coefficient d'advection transitoire	
D	Diamètre de goutte	[m]
D_g	Distance entre deux gouttes voisines	[m]
D_i	Diamètre initial de goutte	[m]
E_c	Energie cinétique	[N.m]
E_p	Energie potentielle	[N.m]
f_s	Fraction solide	
g	Accélération de pesanteur	[m. s^{-2}]
Fo	Nombre de Fourier thermique	
H	Enthalpie	[J]
h	Hauteur de goutte	[m]
K	Nombre de Sommerfeld	
m	Masse	[Kg]
Oh	Nombre d'Ohnesorge	
Pc	Nombre de Peclet	
Pr	Nombre de Prandtl	
Ra	Nombre de Rayleigh	
Re	Nombre de Reynolds	
r	Rayon de goutte	[m]
R_{TC}	Résistance thermique de contact	[m². K.W^{-1}]
Ste	Nombre de Stefan	
S_c	Terme source ou puits changement de phase	

T	Température	[°K]
t	Temps	[s]
u_i	Composante de la vitesse instantanée suivant i	[m. s^{-1}]
We	Nombre de Weber	
x_i	Coordonnée cartésienne suivant la direction i,x,y,z	[m]
z	Altitude	[m]
V_i	Vitesse d'impact	[m. s^{-1}]
v_{ref}	Vitesse de refroidissement en DSC	[m. s^{-1}]
V	Volume	[m^3]

Lettres grecques

θ	Angle de contact	[°]
λ	Conductivité thermique	[W. m^{-1}. K^{-1}]
β	Coefficient de compressibilité	[K^{-1}]
$\Gamma_{\emptyset}$	Coefficient de diffusion	
Φi	Fonction de présence des fluides	
α	Fraction cristalline	
ρ	masse volumique	[$kg. m^{-3}$]
σ	Tension superficielle	[$kg. s^{-2}$]
∅	Variable généralisée	
μ	Viscosité dynamique	[$kg. m^{-1}. s^{-1}$]

Abréviation

APS	Atmospheric Plasma Spraying
CIAM	Construction de l'Interface Affine par Morceaux
CL	Condition aux Limites
EF	Elément Finis
HVOF	High Velocity Oxygen Fuel
IPS	Inert Plasma Spraying
LPPS	Low Pressure Plasma Spraying
MAC	Marker And Cells (méthode de marqueur de volume)
MSU	Monotone Streamline Upwind
PLIC	Piecewise Linear interface Calculation
RTC	Résistanse Thermique de Contact
SUPG	Stream line Upwind/Petro-Galerkin
TVD	Total Variation Diminishing
VOF	Volume Of Fluid (volume de fluide)
VPS	Vacuum Plasma Spraying
2D	Deux Dimensions
3D	Trois Dimensions

Liste des figures

Page

Chapitre I

Figure I.1.	Evolution de la projection thermique à travers l'évolution des équipements, procédés et matériaux projetés, (Davis J. R., 2004).	4
Figure I.2.	Schéma de principe de la projection à la flamme, (Sokolov, 2009).	5
Figure I.3.	Schéma de principe de la projection HVOF, (Sokolov, 2009).	6
Figure I.4.	Schéma de principe du canon à détonation, (Sokolov, 2009).	7
Figure I.5.	Schéma de principe de la projection à l'arc, (Sokolov, 2009).	8
Figure I.6.	Schéma de principe de la projection par plasma d'arc soufflé, (Planche et al., 1994 ; Fauchais et al., 2001).	9
Figure I.7.	Schéma type de la formation de l'arc dans la tuyère plasma, (Vacquie et al., 2000).	10
Figure I.8.	Schéma type de l'engouffrement de l'air dans la flamme plasma, (Dussoubs, 1998).	11
Figure I.9.	Evolution du nombre de travaux publiés sur l'impact et solidification des splats sur une surface rugueuse par projection plasma	15
Figure I.10.	Liquide mouillant, (Le bot, 2003).	17
Figure I.11.	Liquide non mouillant, (Le bot, 2003).	18
Figure I.12.	Paramètres caractéristiques de la formation d'une lamelle, (Cedelle et al., 2004).	19

Figure I.13. Impact sur film liquide fin, (Allen., 1988). 20

Figure I.14. Les différents types d'impacts en fonction de la valeur du paramètre K, (Escure et al., 2001). 21

Figure I.15. Schéma d'étalement d'une goutte, (Chandra et Avedisian., 1991). 23

Figure I.16. Visualisation des contractions des lignes de flux au contact de deux milieux à l'origine de la RTC, (Le bot et al., 2003). 28

Figure I.17. Tube de flux dans une constriction, (Le bot et al., 2003). 29

Figure I.18. Contact selon deux tubes de section s et S, (Le bot et al., 2003). 30

Figure I.19. Illustration du contact d'une goutte et d'un substrat rugueux, (Loulou, 1995). 33

Figure I.20. Mécanismes d'étalement des lamelles, (Cedelle et al., 2004). 33

Figure I.21. Enthalpie massique en fonction de la température en transition franche, (Papon et al., 1999). 34

Figure I.22. Enthalpie massique en fonction de la température en transition étalée, (Papon et al., 1999). 35

Figure I.23. Variation de l'enthalpie libre de formation d'un noyau en fonction du rayon du noyau, (Le bot et al., 2003). 36

Figure I.24. Germination hétérogène : germe au contact d'un substrat, (Le bot et al., 2003). 37

Figure I.25. Nucléations : a) Formation de dendrites b) Sphérolites c) Structure lamellaire, (Le bot et al., 2003). 37

Chapitre II

Figure II.1.	Schéma de principe des échanges thermiques entre la goutte, en cours de gel, et le substrat selon, (Fataoui et al., 2007 ; Bennaoua, 2008).	39
Figure II.2.	Présentation des méthodes de calcul d'interface. a) méthode Lagrangienne, b) méthode Eulérienne, (Ramaswamy et Kawahara., 1987).	42
Figure II.3.	Différentes méthodes de suivi de front a) marqueur de surface, b) fonction de hauteur, c) méthode de ligne de niveau, (Daly., 1969).	44
Figure II.4.	Changement de topologie de l'interface dans "level set", (Osher et Sethian., 1988 ; Gueyfrer, 2000).	45
Figure II.5.	Différentes méthodes de suivi de volume appliquées à une interface quelconque : (a) Méthode MAC, (b) schéma TVD et (c) Méthode VOF d'ordre 2, (Harlow et Welsh., 1965; Harlow et Shannon., 1967).	45
Figure II.6.	Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret, (Vincent, 1999).	46
Figure II.7.	Exemple de fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret, (Gueyffier et al., 1999).	47
Figure II.8.	Positionnement de l'interface en fonction de son orientation et de la fraction volumique, (Briel et Getzel. 2009).	48
Figure II.9.	Exemple de reconstruction d'interface sans raccordement des segments, (Briel et Getzel. 2009).	48
Figure II.10.	Advection des segments représentant l'interface, (Briel et Getzel. 2009).	49
Figure II.11.	Différentes méthodes de suivi d'interface : (a) méthode VOF-TVD, (b) méthode VOF-PLIC, (Vincent, 1999).	49
Figure II.12.	Evolution de l'enthalpie en fonction de la température, (Rappaz et al., 2003).	52
Figure II.13.	Approche de ligne de courant d'Upwind, (Manual of Ansys. 2011).	58
Figue II.14.	**S**tratégie de calcul pour la résolution du système d'équation dans le temps, (Zirari, 2011).	62

Chapitre III

Figure III.1.	Domaine physique de l'impact d'une goutte de nickel sur un substrat rugueux.	63
Figure III.2.	Allures de température dans Le temps.	71
Figure III.3.	Facteur d'impacte de goutte de nickel 2.5 mm de diamètre avec une vitesse d'impact de 2.5m/s sur un substrat rugueux.	71
Figure III.4.	Allures de Pression au point d'impact dans les trois formes de rugosité.	72
Figure III.5.	Allures de pression au point d'impact pour les trois formes de rugosité.	75
Figure III.6.	Allures de température dans le temps sur un substrat chaud.	76
Figure III.7.	Facteur d'impact dans les trois formes de rugosité.	77
Figure III.8.	Comparaison entre les facteurs d'impact dans chaque forme pour les deux cas.	77
Figure III.9.	Configuration géométrique et conditions d'étalement de L'identification.	78
Figure III.10.	Domaine physique de l'impact d'une goutte d'alumine sur un substrat rugueux.	79
Figure.III.11.	Impact séquentielle d'une goutte d'aluminium dans les mêmes conditions simulées par (Xue et al., 2006).	82
Figure III.12.	Comparaison entre les facteurs d'impact.	83
Figure III.13.	Allures de température dans le temps pour quatre positions dans le substrat.	86
Figure III.14.	Allures de pression au point d'impact de pour les trois cas.	87
Figure III.15.	Facteurs d'étalement de la goutte pour les trois cas.	88
Figure III.16.	Description du domaine d'application.	89

Figure III.17. Allures de température avec le temps pour les quatre cas. 92

Figure III.18. Comparaison des profiles de température avec le temps au point d'impact pour les quatre cas. 92

Figure III.19. Position des points de pression. 93

Figure III.20. Distribution de la pression au point d'impact de gouttelette avec substrat Pour les quatre cas. 94

Figure III.21. Comparaison de la variation de la pression au point d'impact entre les quatre cas. 94

Figure III.22. Comparaison des facteurs d'impact entre les quatre cas. 95

Liste des tableaux

		Page
Chapitre I		
Tableau I.1.	Caractéristiques moyennes des différents procédés de projection Thermique, (Fataoui, 2007).	12
Chapitre II		
Tableau II.1.	Expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables, (Manual of Ansys. 2011).	56
Chapitre III		
Tableau III.1.	Caractéristiques physiques du nickel, (technique de l'ingénieur ; 2011).	64
Tableau III.2.	Propriétés thermo physique des matériaux utilisés, (Xue et al., 2006).	66
Tableau III.3.	Impact séquentielle d'une goutte de nickel dans les mêmes conditions simulées par, (Xue et al., 2006).	67
Tableau III.4.	Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux froid de 25°C avec une vitesse d'impact de 2.5m/s.	69
Tableau III.5.	Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux chaud de 360°C avec une vitesse de 2.5m/s.	74
Tableau III.6.	Propriétés thermo physique d'alliage d'aluminium et de l'acier H13 (Xue et al., 2006).	81
Tableau III.7.	Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte d'aluminium pour les trios cas.	85
Tableau III.8.	Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte d'aluminium de 3.92 mm de diamètre sur un substrat oxydé préchauffé à 200°C pour les quatre cas.	90
Tableau III.9.	Comparaison de la dynamique de l'impact dans les quatre cas.	96

Table des matières

Page

Remerciement *i*
Résumé *ii*
Nomenclature *iii*
Abréviation *v*
Liste des figures *vi*
Liste des tableaux *xi*
Table des matières *xii*

Introduction générale

Introduction générale……..... 1

Chapitre I Etude bibliographique

I.1 Historique……..... 3
I.2 Projection thermique…… 4
I.2.1Projection par flame……...… 4
I.2.2 Projection à la flamme hypersonique HVOF……..... 6
I.2.3 Projection à détonation…… 6
I.2.4 Projection par arc électrique…… 7
I.3 Projection plasma……..... 7
I.3.1 Description du procédé de déposition par projection plasma……..... 9
I.3.1.1 Torche à plasma…… 9
I.3.1.2 Alimentation en poudres du jet plasma……. 10
I.4 Etat de l'art……. 11
I.4.1 Hydrodynamique de l'impact de gouttes……. 11
I.4.1.1 Paramètres du système…….. 12
I.4.1.1.a Vitesse de l'écoulement……. 15
I.4.1.1.b Tension superficielle……... 15
I.4.1.1.c Tension interfaciale……. 16
I.4.1.1.d Tension de surface…….. 16
I.4.1.1.e Rugosité…….. 17
I.4.1.2 Différents types d'impact selon la nature du substrat…… 18
I.4.1.2.a Impact sur film liquide profond…….. 18
I.4.1.2.b Impact sur film liquide fin…….. 18
I.4.1.2.c Impact sur substrat sec…… 19
I.4.1.2.c.1 Eclaboussure…… 19
I.4.1.2.c.2 Déposition…… 20
I.4.1.2.c.3 Rebond……. 20
I.4.1.3 Nombres adimensionnels……... 21
I.4.1.4 Degré d'étalement maximal d'une goutte…….. 22

I.4.2 Echanges thermiques lors de l'impact…….. 25
I.4.2.1 Influence des transferts thermiques……... 25
I.4.2.2 Résistance thermique de contact…… 26
I.4.2.3 Résistance par constriction…… 27
I.4.2.4 Résistance thermique de contact lors de l'impact d'une goutte……..…. 30
I.4.3 Solidification……. 31
I.4.3.1 Notion sur la solidification…… 32
I.4.3.2 Solidification d'une goutte de metal…….. 35

Chapitre II Les équations du Problèmes & méthodes numériques

II.1 Modèle dynamique……. 39
II.1.1 Modèle à un fluide……... 40
II.1.2 Modélisation de la tension de surface……. 41
II.1.3 Méthodes de calcul d'interface……... 42
II.1.3.1 Méthodes de suivi de front……... 43
II.1.3.1.a. Marqueurs de surface…… 43
II.1.3.1.b. Fonction de hauteur…….. 44
II.1.3.1.c. Méthodes de ligne de niveau ("level set») …… 44
II.1.3.2 Méthodes de suivi de volume……... 45
II.1.3.2.a. Méthode de marqueur de volume……..……..... 45
II.1.3.2.b. Méthode Volume de Fluide VOF (Volume Of Fluid) ……..... 45
II.1.3.2.b.1 VOF-PLIC ou VOF-CIAM (reconstruction d'interface) ……...……. 46
II.1.3.2.b.2 TVD (sans reconstruction d'interface) …… 48
II.2 Modèle thermique…….. 49
II.2.1Transfert de chaleur avec changement de phase…….. 49
II.2.1.1 Méthode à grille mobile (Méthode de suivi de front) …….. 49
II.2.1.2 Méthode à grille fixe…… 50
II.2.1.2.1 Méthode d'enthalpie…….. 50
II.2.1.2.2 Méthode de la chaleur spécifique équivalente…….. 51
II.2.2 Modèle thermique utilisé…….. 52
II.3 Résolution numérique……. 52
II.4 Résolution des équations par éléments finis…….. 53
II.4.1 Méthodes des éléments finis…… 53
II.4.2 Mise en œuvre de la méthode des éléments finis…… 54
II.4.2.1 Formulation variationnelle forte……... 54
II.4.2.2 Formulation variationelle faible……... 54
II.4.3 Forme généralisée des équations du système et discrétisation (Manual of Ansys. 2011) ……... 55
II.4.3.1 Terme temporelle……...…….. 56
II.4.3.2 Terme d'advection……..... 57
II.4.3.2.1 Monotone Streamline Upwind Approach (MSU) …… 57
II.4.3.2.2 Méthode SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin) …… 58
II.4.3.2.3 Approche Colloquée De Galerkin (COLG) …….. 58

II.4.3.3 Terme de Diffusion……...……... 59
II.4.3.4 Termes source……... 59

Chapitre III Résultats et discussion

III.1 Introduction……... 61
III.2 Etude de comportement d'une particule de Nickel totalement fondue……..... 61
III.2.1 Description du domaine d'application…….. 61
III.2.1.1 Matériaux utilisés…… 61
III.2.1.1.a Matériaux de projection……...……... 62
III.2.1.1.b Acier inoxydable (le substrat) …… 62
III.2.2 Propriétés des matériaux…… 63
III.2.3 Validation du modèle……. 64
III.2.4 Impact d'une particule totalement fondue……...…….. 64
III.2.4.1 Substrat froid……..... 64
III.2.4.2 Substrat chaud (préchauffé) ……..... 69
III.2.5 Comparaison entre les Résultats……... 73
III.3 Etude de comportement d'une particule d'aluminium totalement fondue…….... 74
III.3.1 Description du domaine d'application……..… 74
III.3.1.1 Matériaux utilizes……..... 75
III.3.2 Propriétés des matériaux utilizes…… 75
III.3.3 Validation du modèle……..... 77
III.3.4 Etude numérique de la présence des creux et des pics surfaciques..... 78
III.3.5 impact d'une particule d'aluminium creuse sur un substrat rugueux pré-oxydé……..... 82
III.3.5.1 description du domaine d'application……. 82
III.3.5.2 Etude de comportement d'une particule creuse fondue…….. 82
III.4 Conclusion…….....…… 89

Conclusion générale

Conclusion générale……..... 90

Références bibliographique

Publication scientifique

Introduction générale

La projection thermique est l'un des procédés les plus appropriés à la réalisation des revêtements par la grande diversité de matériaux utilisables et le contrôle de la microstructure qu'elle apporte via les conditions opératoires. De plus, cette technique et notamment la projection plasma, est déjà très répandue dans le tissu industriel. Ce type de procédé se trouve d'ailleurs dans de nombreux domaines, comme par exemple des imprimantes à jet d'encre, des produits d'entretien courants, ou encore des peintures de voitures. Toutes ces utilisations ont pour objectif commun de recouvrir une surface par un matériau avec un minimum de matière et une faible épaisseur régulière, afin d'en assurer l'isolation, de meilleures propriétés ou simplement l'esthétique du produit final. Les films fins qui sont créés par pulvérisation sont de nature et fonctions diverses, variées et font l'objet d'attention particulière sur des caractéristiques communes : la porosité du revêtement, l'adhérence à la paroi, le relief du film (film lisse ou rugueux), et l'homogénéité du matériau. Cela nécessite une reproductibilité fiable du recouvrement de matière sur la surface concernée, en optimisant aux mieux les paramètres du processus de fabrication.

La réalisation de revêtements par pulvérisation ou par plasma de fines gouttelettes sur la surface à recouvrir est un sujet à de plus en plus de recherches. Afin de comprendre la morphologie du revêtement, il est intéressant d'examiner les phénomènes dynamiques et thermiques à l'échelle des gouttes qui vont créer la fine couche. Ces particules initialement liquides s'écrasent sur le substrat, s'étalent ou s'éclatent, se refroidissent à son contact et se solidifient au cours d'une durée plus ou moins langue en fonction de la fréquence et des conditions d'impact. La physique qui s'articule autour du comportement d'écrasement d'une goutte reste encore de nos jours mal maîtrisés, même si beaucoup des études, expérimentales et numériques, ont permis d'améliorer la compréhension de l'écoulement de la particule liquide. Les interactions entre les plusieurs gouttes, s'écrasant simultanément sur la paroi l'une à côté de l'autre ou bien l'une après l'autre mais au même point d'impact posent quant à elles encore beaucoup de questions, puisqu'elles vont modifier la morphologie par rapport à l'impact d'une goutte isolée. Ainsi, après l'impact de plusieurs couches successives, les gouttes s'écrasent non plus sur un substrat sec, mais sur un film totalement ou partiellement liquide. L'écoulement est fortement modifié.

La reproductibilité expérimentale des phénomènes est difficile en œuvre : le contrôle du nombre de particules, de leur dimension et de leur vitesse est difficile à maîtriser, en particulier lorsque l'impact concerne plusieurs gouttes supposeraient un matériel très important, sans pour autant faciliter le suivi de chacune des gouttes. C'est alors une information statistique qui découle de ce type d'étude. La prédiction de la structure du revêtement et de sa durée de vie est donc difficile à déduire de considérations expérimentales. C'est pourquoi l'outil numérique devient rapidement indispensable pour élargir l'horizon d'études sur ce domaine. La simulation numérique se doit alors de respecter les phénomènes entrant en jeu lors de l'impact d'une ou plusieurs gouttes, en s'assurant que les hypothèses de configuration initiale (taille, géométrie des gouttes par exemple) restent valides et soient comparables à des techniques expérimentales.

Les travaux de thèse présentés dans ce manuscrit s'intéressent à la modélisation et la simulation numérique de l'impact dynamique couplé au refroidissement avec solidification des gouttelettes, et ont un objectif de comprendre les interactions mises en jeu qui pourrait permettre d'améliorer la cohésion du

système dépôt/substrat, en intégrant les paramètres clés agissant sur la solidification d'une lamelle dans des conditions de projection plasma : température du substrat, température de jet, à la fois en optimisant les paramètres de projection pour minimiser les dégâts thermiques et mécaniques au composite, et en améliorant les propriétés de surface du substrat pour améliorer l'adhérence. Afin de pouvoir comparer nos calculs issus d'une stratégie numérique, implémenté dans un code de calcul, pour traité le couplage dynamique, et transfert de chaleur, à des données expérimentales, nous avons choisi le Nickel et l'aluminium comme matériaux projetés, qui sont fondus sur un substrat de surface rugueuse en acier inoxydable et acier à outil.

Ce manuscrit est articulé autour de trois parties.

- La première partie, est concernée aux connaissances générales concernant La technique de la projection plasma y est présentée avec son contexte historique, à la revue critique ; l'état de l'art sur l'impact et la solidification des gouttelettes chaudes fondue sur un substrat rugueux, une synthèse des différents travaux expérimentaux et numériques, la cinétique de nucléation et de croissance cristalline lors de la solidification de la lamelle.

- La deuxième partie, est dédiée à la présentation des équations des modèles dynamique et thermique du problème étudié ainsi que leur résolution numérique en présentant les différentes méthodes de résolution et la présentation de la méthode de discrétisation par élément fini.

Enfin, la troisième et la dernière partie du manuscrit consiste à présenter le modèle numérique, les matériaux utilisés et les principaux résultats de simulation avec ces interprétations, en se basant sur :

- L'étude de la formation d'une lamelle après l'impact de la goutte sur un substrat rugueux présenté en trois formes aléatoire, carré et arrondie.
- L'étude de l'influence de la température de substrat sur la morphologie des lamelles formé.
- L'étude de l'influence du diamètre des pics et des creux sur la formation des lamelles.
- L'étude de l'influence de présence de l'air dans une particule étalé sur une surface rugueuse pré-oxydée.

Les principaux résultats de cette étude sont synthétisés dans la conclusion générale, et des perspectives pour continuer ce travail sont évoquées.

Chapitre I : Etude bibliographique

I.1 Historique

Parmi les techniques dites "propres", la projection thermique est l'une des plus anciennes. Ce travail concerne un nouveau développement de cette technologie. La projection thermique a plus de 100 ans. Au début du 20ème siècle (1909) un ingénieur suisse de Zurich, le Docteur Max Ulrich Schoop a minutieusement étudié l'impact de balles en plomb sur un mur en béton, ce qui lui a inspiré de réaliser une invention portant sur l'utilisation de la technique de revêtement en plomb ou en zinc par projection de métal fondu. Dans un premier temps, il a utilisé un creuset rempli de métal fondu et de l'air préalablement chauffé pour la pulvérisation et la projection du métal. Après différentes évolutions techniques, l'utilisation d'un chalumeau comme source d'énergie et d'un métal en poudre a été qualifiée et brevetée en 1911 comme "processus pour fondre un matériau dans une zone de chauffage et pour le propulser à l'état fondu et/ou ramolli par la chaleur, sur une cible pour y former un enduit" (Schoop, 1910; 2001).

Concernant la source enthalpique, la première innovation a été brevetée par Hermann Drösse. Il a proposé un appareil de chauffage par arc électrique (Historical Patent #1,1900 ; 1996). Depuis, les procédés avec utilisation de l'arc n'ont pas cessé d'évoluer. En 1912 Schoop remplace la poudre par un fil métallique en créant un véritable pistolet de projection. En 1915, il dépose un brevet sur le principe de la projection par arc électrique entre deux fils (Schoop, 1914 ; 1915). Le procédé devient utilisable pour de nombreuses applications dans les domaines de la protection de surface, de l'anticorrosion, de la réparation et du rechargement. Son inventeur reçoit une récompense de mérite en 1915 et la technologie est mondialement connue depuis sous le nom de « schoopage ».

A partir de cette période deux types de source enthalpique ont été développés. Le premier utilise l'énergie de la combustion et le second l'énergie d'une décharge électrique continue.

La combustion a été au départ le procédé le plus développé, marqué par l'apparition du canon à détonation (D-Gun Coatings) breveté par Praxair Surface Technology dans les années 50. La nécessité d'utiliser des matériaux réfractaires, notamment dans le domaine de l'aérospatial, a entraîné le développement de nouvelles techniques, en particulier l'utilisation de l'énergie du plasma. Le développement des équipements, notamment des générateurs de plasma, a permis d'améliorer la longévité des torches (brevet SNECMA déposé en 1960) et par conséquent rendu de plus en plus utilisés les procédés de projection par plasma dont l'abréviation anglaise APS (Atmospheric Plasma Spraying) est largement répandue dans les publications depuis.

Les années 70 montrent le développement de la projection plasma sous faible pression résiduelle. Le premier dépôt a été obtenu par Muehlberger en utilisant la technique baptisée par la suite Vacuum Plasma Spraying (VPS) ou Low Pressure Plasma Spraying (LPPS). Elle permit d'exploiter le procédé pour l'obtention de dépôts métalliques denses sans présence d'oxydes et avec une meilleure adhérence (Muehlberger, 1974a ; 1974b).

Un autre procédé qui a marqué l'évolution technologique de la projection thermique mais par source enthalpique gazeuse est en 1983 le procédé High Velocity Oxy -fuel (HVOF), technique de Browning Engineering qui a fourni des revêtements à haute température pour les turbines à gaz dans le domaine aéronautique et spatial.

La figure I.1 illustre les développements importants et leur impact sur l'évolution globale de la technologie de la projection thermique ainsi que l'extension de la gamme des matériaux utilisés.

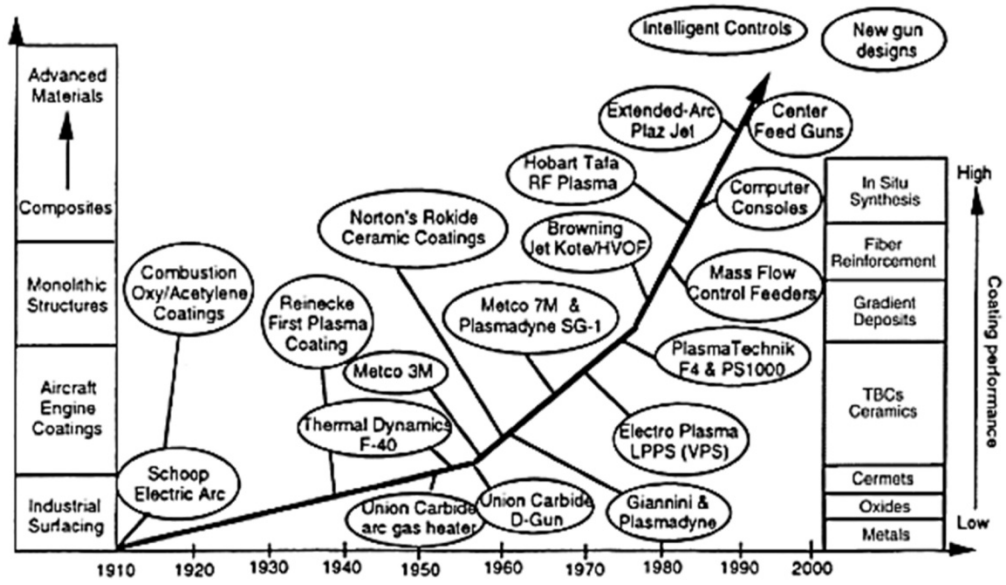


Figure I.1. Evolution de la projection thermique à travers l'évolution des équipements, procédés et matériaux projetés, (Davis J. R., 2004).

I.2 Projection thermique

Les procédés de projection thermique conventionnels consistent à projeter, à l'aide d'un gaz vecteur, un matériau d'apport, métallique ou non métallique, sous forme de poudre, de fil ou de baguette totalement ou partiellement fondue à condition que sa température de fusion soit inférieure d'au moins 573 K de sa température d'ébullition ou de décomposition pour qu'il ne se vaporise pas ou ne se décompose pas avant d'atteindre le substrat (Fataoui, 2007) . Lorsque les matériaux à projeter sont conditionnés sous forme de fil ou de tige, leur extrémité fondue est atomisée par un courant gazeux et projetée sous forme de gouttes fondues. Ces procédés peuvent être regroupés en deux familles selon la source de chaleur utilisée pour fondre le matériau : flamme ou arc électrique.

I.2.1 Projection par flamme

L'utilisation de l'énergie d'une réaction chimique de combustion est un principe de base pour trois grandes techniques de projection à la flamme. En fonction de la propagation de la réaction chimique, différentes techniques sont utilisables. La projection à la flamme classique a une vitesse d'éjection des gaz de l'ordre de 100 à

150 m/s. La technique appelée HVOF (High Velocity Oxygen Fuel) qui basée sur la combustion continue de gaz introduits sous pression à fort débit, ce qui conduit à en une vitesse d'éjection variant entre 1500 et 2500 m/s. Enfin la projection par détonation : c'est un processus discontinu permettant d'utiliser l'énergie d'une détonation.

La projection à la flamme est une technique largement employée dans le monde compte tenu de sa simplicité et de son faible coût d'équipement. Les pistolets à flamme sont principalement utilisés pour projeter les matériaux sous forme de poudre, de fils ou de baguettes. Le principe est fondé sur l'introduction du matériau à déposer dans la flamme (figure I.). Les principaux mélanges de gaz enthalpiques sont : acétylène/oxygène, hydrogène/oxygène ou propane/oxygène. Ils permettent d'atteindre des températures de flamme de 3200°C, 2700°C et 2400°C respectivement à la stœchiométrie. Le projectile subit des échanges thermique et cinétique dans la flamme et est donc fondu et accéléré avant d'être déposé en fines gouttelettes ("splats" en appellation anglaise) sur la surface à revêtir (Smith., 1974).

Les premiers matériaux utilisés étaient le plomb et le zinc pour des applications de protection anticorrosion. Depuis, la gamme des matériaux ainsi que les applications ont été élargies. Des métaux purs comme Zn, Al, Cu, Sn, Pb, Ni, Mo, des aciers y compris des aciers inoxydables, des alliages à base de Zn, Cu, Ni ou Sn, mais aussi des polymères peuvent être utilisés comme matériaux d'apport sous forme de poudre ou en fils. Des céramiques Al2O3, Al2O3-TiO2, Cr2O3, ZrO2-CaO sous forme de cordons ou de baguettes peuvent être aussi déposées en utilisant cette technique (Kreye., 1989 ; Kadyrov., 1996).

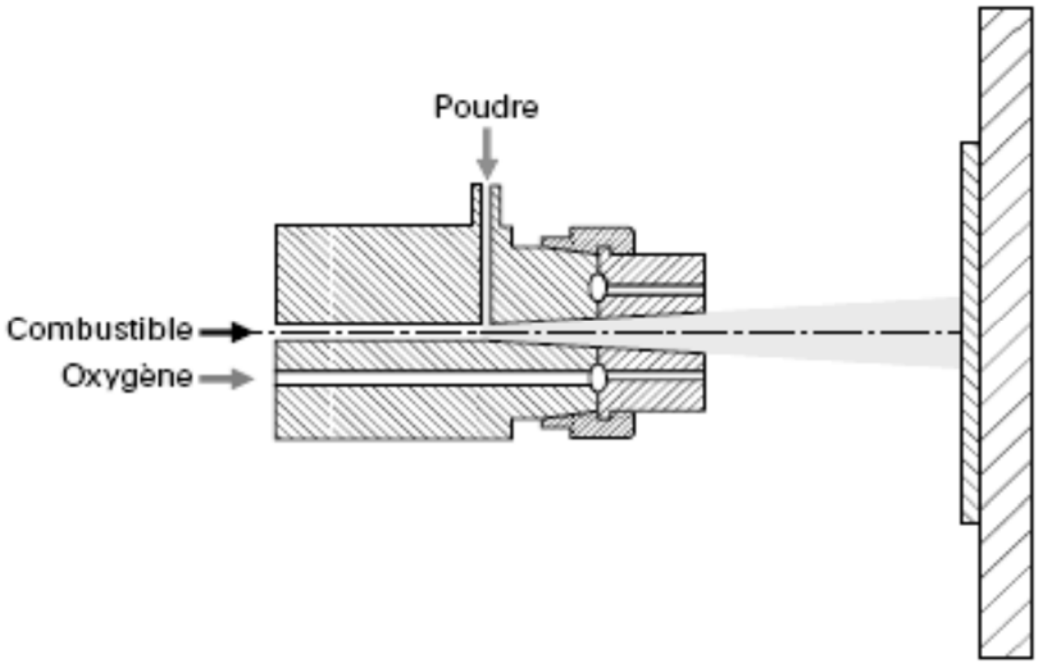


Figure I.2. Schéma de principe de la projection à la flamme, (Sokolov, 2009).

La technique propose de multiples solutions pour des problèmes d'usure, de corrosion, de protection thermique, etc., via la projection mais aussi le traitement par refusions des revêtements obtenus pour améliorer leurs propriétés. Cependant elle reste limitée à des matériaux dont la température de fusion est inférieure à celle de la flamme. La vitesse des particules varie entre 30 et 150 m/s, ce qui produit des taux des porosités relativement élevés (entre 5 et 10%) et une adhérence limitée. Le taux de dépôt varie de quelques kilogrammes par heure pour la projection de poudre jusqu'à quelques dizaines de kilogrammes par heure pour la projection de fil (Sokolov, 2009).

I.2.2 Projection à la flamme hypersonique HVOF

Ce procédé utilise la combustion sous pression d'un carburant sous forme gazeuse (propane, propylène, acétylène, hydrogène) ou liquide (kérosène) avec de l'oxygène ou éventuellement de l'air en particulier pour le kérosène. Les gaz de combustion pénètrent dans la chambre de combustion à des pressions allant jusqu'à 1MPa ce qui augmente légèrement la température de combustion. La chambre est refroidie par une circulation d'eau. La flamme est ensuite accélérée dans une tuyère et acquière à la sortie de celle-ci une vitesse supersonique. La poudre à projeter est soit propulsée sous pression dans l'axe du jet (injection en amont de la tuyère) soit injectée au voisinage en aval de la tuyère à une pression proche de la pression atmosphérique. Les vitesses acquises par les particules peuvent atteindre 600 à 700 m/s et les dépôts réalisés présentent une bonne adhérence (de 70 à 100 MPa) et une faible porosité (2%). Les matériaux projetés sont essentiellement des cermets (WC-Co, Cr3C7-NiCr), des métaux, des alliages métalliques auto-fusibles ou non (Mebdoua, 2008).

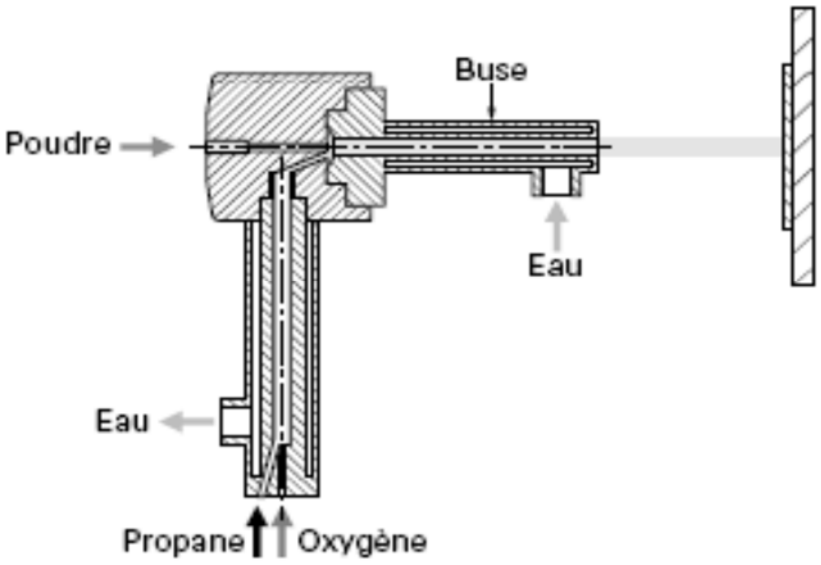


Figure I.3. Schéma de principe de la projection HVOF, (Sokolov, 2009).

I.2.3 Projection à détonation

Dans ce procédé, le matériau est projeté grâce à l'énergie de détonation d'un mélange gazeux qui est le plus communément, un mélange oxygène-acétylène. Le mélange est injecté dans le canon en même temps que la poudre d'apport véhiculée

par un gaz inerte. Le canon est constitué d'un long cylindre fermé à une de ses extrémités et refroidi à l'eau. L'onde de détonation, créée par une étincelle dans le mélange détonnant, chauffe et accélère les particules, injectées à mi-longueur du canon, jusqu'à la sortie du canon où elles sont éjectées à une vitesse élevée (jusqu'à 900-1300 m/s) vers la surface du substrat à traiter. Entre chaque tir le tube est balayé par un jet de gaz neutre (azote). Au maximum dix tirs peuvent être effectués par seconde. L'énergie cinétique élevée des particules à l'impact sur le substrat conduit à l'édification d'un revêtement dense et adhérent (porosité inférieure à 1% et adhérence supérieure à 80 MPa). Les matériaux généralement utilisés sont les carbures de chrome ou de tungstène avec un liant métallique (Ni, Co) (Mebdoua, 2008).

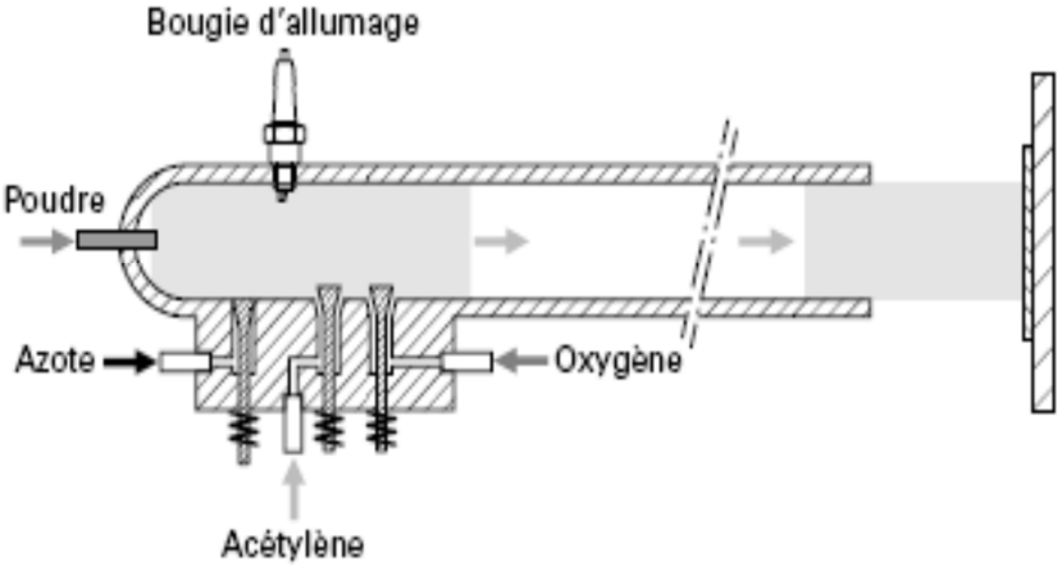


Figure I.4. Schéma de principe du canon à détonation, (Sokolov, 2009).

I.2.4 Projection par arc électrique

Le principe de cette technique consiste à amorcer un arc électrique entre deux électrodes consommables sous forme de fil. La tension appliquée entre ces deux fils varie entre 18 et 40 V pour des intensités de courant comprises entre 100 et 500 A. L'arc généré fait fondre l'extrémité des fils. Une circulation de gaz comprimé (généralement de l'air) permet d'atomiser la partie fondue des fils. La température de l'arc peut dépasser 6000 K dans l'air à pression ambiante, ce qui contribue à un chauffage excessif des particules et une vaporisation importante des gouttelettes. L'utilisation d'air comprimé comme gaz d'atomisation conduit également à l'oxydation des gouttelettes métalliques surchauffées. Ce procédé permet d'obtenir des dépôts épais de 0,5 à 3 mm avec une adhérence de 20 à 40 MPa. Il permet de déposer des matériaux métalliques ductiles tels que le zinc, l'aluminium ou le cuivre (Mebdoua, 2008) mais également des superalliages non ductiles avec des qualités de dépôt comparables à ceux obtenues par projection plasma, ainsi que des dépôts métalliques renforcés par des particules céramiques non fondues grâce à la technologie des fils fourrés.

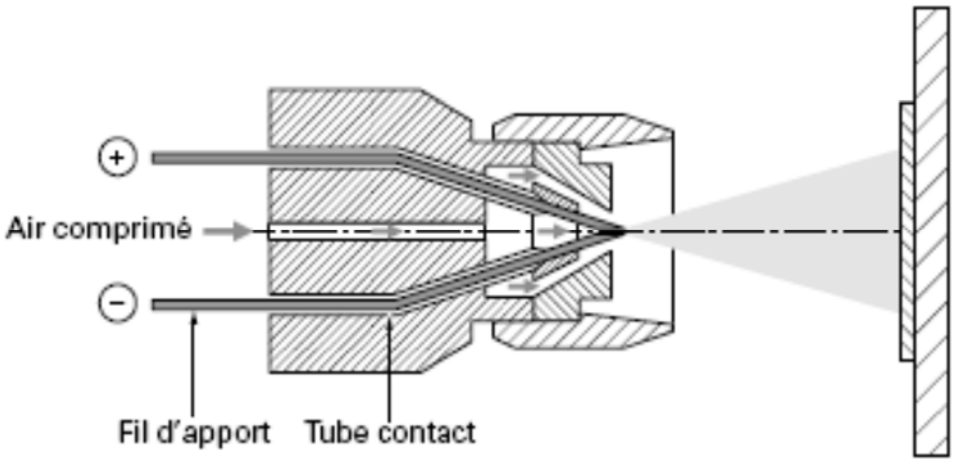


Figure I.5. Schéma de principe de la projection à l'arc, (Sokolov, 2009).

I.3 Projection plasma

Ce procédé utilise des matériaux métalliques, céramiques ou cermets sous forme de poudre avec des particules de taille inférieure à 100 µm. Ces particules sont déposées dans un état fondu ou semi fondu sur des substrats préalablement préparés. La source de chaleur est un jet de plasma produit par arc électrique ou une décharge radiofréquence (Fataoui, 2007).

Dans le cas d'un arc électrique : le plasma est créé par une décharge électrique en courant continu entre deux électrodes coaxiales. La cathode est une tige d'extrémité conique en tungstène thorié, et l'anode, en forme de tuyère, est en cuivre, éventuellement chemisée de tungstène. Ces deux électrodes sont refroidies par eau sous une pression de 1,5MPa environ. L'arc électrique qui s'établit entre la cathode et la surface de l'anode, entre lesquelles circule le gaz plasmagène, est amorcé par une décharge haute fréquence (quelques MHz) et haute tension (quelques milliers de Volts) et entretenu par une source de courant à basse tension (inférieure à 200 V à vide) mais dont le courant peut atteindre 900 A. Le mélange gazeux qui constitue le gaz plasmagène est généralement constitué d'un gaz primaire (argon ou azote) qui assure le débit massique de l'écoulement et d'un gaz secondaire de conductivité thermique élevée (hydrogène ou hélium) qui permet d'améliorer le transfert thermique aux particules. Lorsque la température dépasse 8000 K il y a ionisation du gaz plasmagène et formation d'un milieu conducteur qui entretient une colonne d'arc entre l'extrémité de la cathode et l'anode.

Dans le cas d'un arc soufflé. Le procédé consiste à injecter une poudre dans la flamme ou jet plasma au voisinage de la sortie de tuyère. En traversant les zones chaudes du jet, les grains fondent de façon totale ou partielle et sont accélérés vers le substrat où ils s'écrasent et se solidifient pour former le dépôt (Figure I-6). Le plasma permet des températures de gaz élevées (≈15000 K), et assure la fusion de céramiques ou de matériaux réfractaires. Il permet également de choisir entre différents gaz ou mélanges de gaz plasmagènes afin d'adapter leurs propriétés physico-chimiques au traitement envisagé.

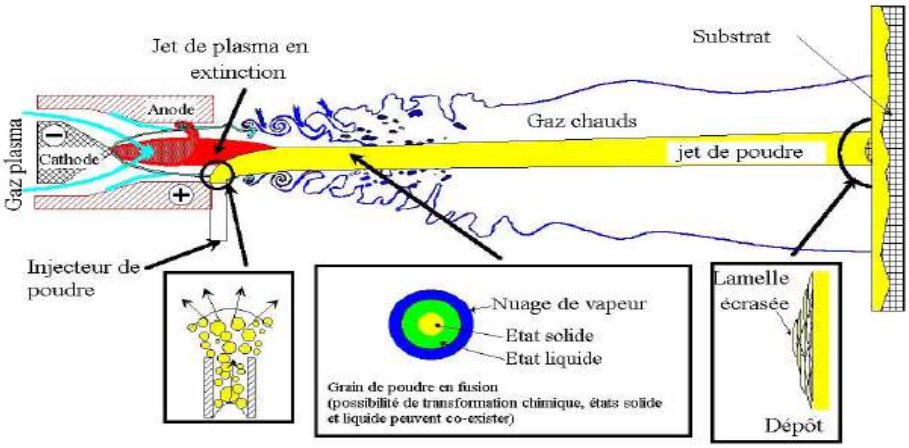


Figure I.6. Schéma de principe de la projection par plasma d'arc soufflé, (Planche et al., 1994 ; Fauchais et al., 2001).

La vitesse du jet plasma à la sortie de la tuyère est élevée (de l'ordre de 600 à 2000 m/s) mais reste subsonique en raison de la température du jet plasma (8000 à 14000 K). Les particules solides sont introduites perpendiculairement dans le jet plasma à l'aide d'un gaz porteur et sont accélérées et fondues (ou partiellement fondues) dans l'écoulement. La gamme de vitesse des particules, pour un même matériau et pour une distribution granulométrique comprise entre 25 et 45µ m, varie de quelques dizaines de m/s jusqu'à 300 m/s selon les conditions opératoires et les trajectoires suivies par les particules dans le jet de plasma. Les puissances dissipées dans les torches sont comprises entre 20 à 60 kW. La projection s'effectue en général à l'air libre, à la pression atmosphérique (Atmospheric plasma spraying : APS) et l'inclusion d'oxydes dans les dépôts métalliques réalisés par cette technique, est inévitable. Afin de réduire le taux d'oxydation de ces dépôts, on adopte la technique de projection sous gaz inerte (inert plasma spraying : IPS) ou sous une pression en dessous de la pression atmosphérique (10 à 50 kPa) (vacuum plasma spraying : VPS) (Mebdoua, 2008). Le procédé IPS consiste à réaliser des dépôts par projection plasma dans une chambre remplie d'un gaz inerte (généralement de l'argon) à la pression atmosphérique. Ceci permet d'une part de diminuer le refroidissement du jet du à la dissociation de l'oxygène de l'air et donc d'augmenter le transfert d'énergie vers les particules grâce à des jets plus longs et plus gros comparés à ceux obtenus à l'air libre et d'autre part, d'éviter l'oxydation des particules métalliques. Il est nécessaire d'utiliser des volumes de chambre de 20 à 30m^3 pour éviter l'utilisation d'une double paroi avec refroidissement par circulation d'eau. Dans le procédé VPS, la projection se déroule sous pression réduite (10 à 50 kPa). Réduire la pression de travail revient à allonger fortement (quelques dizaines de centimètres) la longueur du jet mais aussi à diminuer sa température (4000 à 5000 K à 10 kPa). La diminution de la pression se traduit par une augmentation du libre parcours moyen des atomes et des molécules du plasma, ce qui réduit le transfert de quantité de mouvement et de chaleur aux particules car on est plus dans le domaine des milieux continus. La technique VPS est surtout utilisée pour obtenir des dépôts métalliques denses avec une meilleure adhérence. En effet, une pression partielle d'oxygène réduite autorise le maintien du dépôt et du substrat à des températures élevées (jusqu'à 1173 K pendant le tir pour des superalliages) et favorise ainsi l'amélioration de l'adhérence du dépôt par diffusion. Cette technique peut être aussi utilisée pour déposer des cermets à base de

carbure. Le procédé VPS est essentiellement réservé à la projection des superalliages, et des alliages de titane, alors que l'IPS traite de certains carbures et des borures. Le procédé de projection plasma peut aussi utiliser une torche plasma à couplage inductif (ICPT) ; elle est caractérisée, principalement, par un diamètre interne de torche plus important que celui des torches à plasmas d'arc : 20 et 50 mm contre 5 à 7 mm. Cette augmentation de la section de torche, se traduit par une diminution de la vitesse des gaz, en première approximation inversement proportionnelle au carré du diamètre de la tuyère ; la vitesse des gaz est alors de l'ordre de 100 m/s et la vitesse des particules à l'impact d'environ 60 m/s Par contre leur temps de séjour dans l'écoulement plasma est plus élevé. Ceci permet de fondre des particules dont les diamètres vont jusqu'à 200µm. Les particules sont injectées axialement à l'aide d'un injecteur refroidi par circulation d'eau (Escure et al., 2001 ; Fauchais et al.,2003).

La projection plasma permet de réaliser des dépôts épais (de 50 à 3000µm) de 300µm en moyenne. Ils sont utilisés pour leur résistance à la corrosion, à l'usure, leur conduction électrique, magnétique et ionique et leur capacité de barrières thermiques et ont de nombreux domaines d'applications : mécanique, aéronautique, électronique, automobile, médicale, marine, etc.

I.3.1 Description du procédé de déposition par projection plasma

I.3.1.1 Torche à plasma

Dans la plupart des cas, la torche à plasma constituée d'une tuyère anode et d'une pointe cathode, fonctionne dans l'air à la pression atmosphérique. Ce procédé est appelé APS (Atmospheric Plasma spraying) soufflé (Fauchais et al., 2001 ; Planche et al., 1994). La différence de potentiel aux bornes de la cathode et de l'anode provoque l'éclatement d'un arc entre la pointe de la cathode et la paroi de l'anode (Figure I-2). Cet arc est ensuite entretenu par le courant de forte intensité. La partie du gaz chauffée par effet Joule forme un volume de gaz ionisée ou plasma appelé colonne d'arc. Cette colonne d'arc quitte la torche en formant un dard (Dussoubs, 1998) ou cœur du jet.

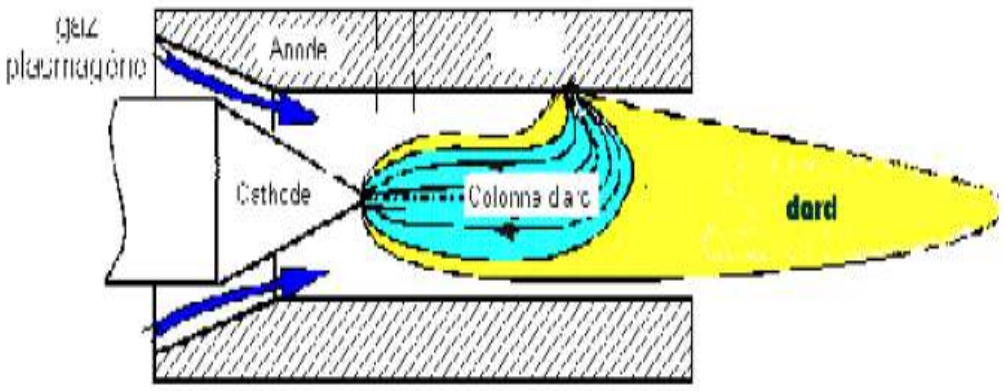


Figure I.7. Schéma type de la formation de l'arc dans la tuyère plasma, (Vacquie et al., 2000).

Les jets de plasma d'arc atteignent des températures s'étendant de 8000 K à 15000 K pour des enthalpies massiques de l'ordre de 104 kJ/kg à 108 kJ/kg. Les gaz

quittent la torche animés de vitesses de l'ordre de 500 à 2500 m/s (Fauchais et al., 2001). Le gaz plasmagène est injecté en vortex ou axialement le long de la cathode. Plusieurs types de gaz sont couramment utilisés parmi lesquels l'argon, l'azote, l'hydrogène et l'hélium. Cette étude se limite au mélange argon-hydrogène (75%-25%) injecté axialement.

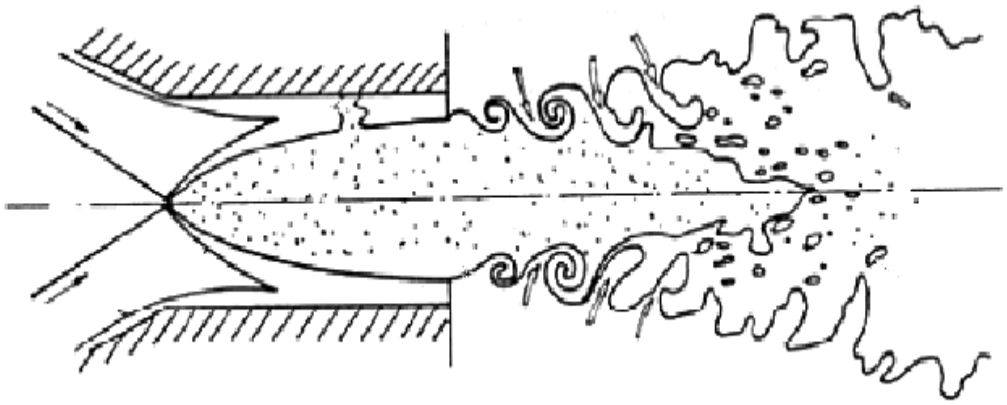


Figure I.8. Schéma type de l'engouffrement de l'air dans la flamme plasma, (Dussoubs, 1998).

Le jet plasma pénètre dans l'air environnant froid et au repos. Dès la sortie du jet, à la frontière entre les deux fluides de vitesses et masses volumiques différentes, apparaissent des tourbillons d'instabilité dit de Kelvin-Helmholtz (Dussoubs, 1998). Ces tourbillons s'étendent en aval du jet en provoquant la transition de l'écoulement du régime laminaire au régime turbulent (Figure I-8).

I.3.1.2 Alimentation en poudres du jet plasma

La technologie d'injection des poudres résulte d'une longue mise au point empirique à plusieurs cycles successifs de prédiction correction. Les particules sont introduites dans le plasma par un tube appelé "injecteur" dans lequel circule un gaz porteur. Le diamètre interne de ce type d'injecteur est de l'ordre de 1,6 à 2 mm. Il est habituellement disposé perpendiculairement au jet, mais peut être incliné de quelques degrés afin de forcer les particules à pénétrer à contre-courant et ainsi à séjourner plus longtemps dans le plasma. Suivant les cas (poudre plus ou moins réfractaire), l'injecteur peut être disposé quelques millimètres à l'intérieur de l'anode (mode interne) ou à l'extérieur (mode externe) (Boulos et al., 1994). L'état de la particule en vol évolue selon sa nature, sa morphologie, sa trajectoire, son échauffement et de sa vitesse, c'est à dire selon le type de plasma considéré, du mode d'injection, et du temps de séjour dans le jet. Les paramètres d'injection de la poudre dans le jet de plasma déterminent donc les trajectoires et le traitement thermique des particules.

Le tableau I-1 ci-dessous résume et compare les principales caractéristiques des techniques de projection thermique.

Tableau I.1. Caractéristiques moyennes des différents procédés de projection Thermique, (Fataoui, 2007).

Caractéristique	Flamme poudre	Flamme fil	Arc électrique	APS	HVOF	Canon à détonation
Source de chaleur	Flamme	Flamme	Arc électrique	Plasma	Flamme	flamme
Température de la source (K)	3400	3400	10000-20000	8000-14000	24000-3100	3300
Vitesse des particules (m/s)	40	150	200	50-300	400-600	600-1200
Adhérence (MPa)	20-40	20-40	40	40-70	50-80	50-80

Les données du tableau I-1 montrent que la technique de projection plasma présente un bon compromis température de la source / vitesse des particules. Les vitesses acquises par les particules qui sont fondues en grande majorité (si les conditions opératoires sont adéquates) permettent un bon étalement des gouttes sur le substrat et une adhérence de dépôt supérieure à 40 MPa.

I.4 Etat de l'art

Les phénomènes qui gouvernent l'impact de gouttes, les échanges thermiques entre la particule fluide chaude et le substrat froid, et la solidification sont complexes et interviennent dans la même échelle de temps. Chacun de ces aspects sera présenté séparément afin de mieux distinguer leur influence sur l'impact et l'étalement des gouttes.

I.4.1 Hydrodynamique de l'impact de gouttes

Dans cette partie, on s'intéresse aux phénomènes liés à l'écoulement de la goutte. Les caractéristiques des matériaux en présence (goutte, fluide ambiant et substrat) et les conditions d'impact influencent l'écoulement et la géométrie finale de la goutte. La compétition des énergies mises en jeu traduit la dynamique de la goutte. Après avoir décrit les principaux paramètres de l'impact d'une goutte, on déterminera quelles sont les énergies associées à ces paramètres, afin d'examiner leur rôle et leur influence sur la dynamique.

I.4.1.1 Paramètres du système

La morphologie finale de l'impact dépend du diamètre de gouttelette, de la température, de la vitesse, et du l'état fondue (Pershin et al., 2003 ; Goutier et al., 2012). Des études expérimentales se sont concentrées sur l'impact des gouttelettes fondues sur un substrat lisse ou rugueux. (Escure et al., 2001) étudient l'impact des gouttelettes liquides d'alumine sur différents substrats. Le paramètre de Sommerfeld a été employé pour décrire le comportement d'impact, tel que le dépôt, et l'éclaboussement. (Zirari et al., 2010) ont proposé à étudier impact des particules d'aluminium complètement fondues ou semi-fondues sur un substrat en acier à outils

H13. Et par la suite une étude de l'effet de l'inclinaison de l'impact d'une particule partiellement fondue sur un substrat plat. Il a été constaté que Pour les impacts normaux et inclinés, la morphologie du splat dépend de son état de fusion et que la particule partiellement fondue se comporte différemment de la particule complètement fondue. Par conséquent, pour ce dernier, le phénomène de rupture peut exister.

(Ahmed et al., 2001) ont étudié numériquement l'impact et la solidification d'une gouttelette en aluminium sur les substrats rugueux, en utilisant un modèle axisymétrique bidimensionnel. Leurs résultats prouvent que l'impact de gouttelette sur une surface rugueuse est presque toujours accompagné par l'éclaboussement. Cependant, le degré d'éclaboussement diminue avec l'augmentation de la rugosité. (Sikalo et al., 2005) ont étudié les gouttelettes impactant sur un substrat avec de faibles angles d'impact et faible nombre de Weber. De même les effets de l'angle et de la viscosité d'impact sur le comportement d'impact de gouttelette ont été étudie par (Kang et NG., 2006), ils ont quantifié le comportement de propagation de différents impacts à différentes inclinaisons de substrat en utilisant le facteur de diffusion d'allongement. D'où ils ont obtenu Les équations quadratiques adaptées pour le comportement de propagation.

Les particules fondues qui impactent sur la surface à revêtir s'étalent en 1 à 2µs et solidifient en 2 à 10 µs, la solidification commençant avant la fin de l'étalement. L'impact d'une particule suivante n'intervient en général qu'au bout de 10 à 100µs (Escure et al., 2001). L'empilement successif des lamelles forme le dépôt. La lamelle constitue donc, la brique fondamentale dans la construction du dépôt. (Fukanuma., 1996) a présenté une formule qui décrit le processus d'aplatissement d'une gouttelette sur une surface approximative, et a conclu que le rapport d'aplatissement diminué dans le temps avec l'augmentation de la rugosité. (Xu et al., 2005) avaient utilisé la photographie à vitesse élevée pour étudier l'éclaboussement de corona dû à l'impact d'une gouttelette liquide sur un substrat sec et lisse. Ils ont découvert que la pression de gaz environnante décroissante empêche l'éclaboussement. Et la pression de seuil est une fonction de la vitesse d'impact, du poids moléculaire du gaz, et de la viscosité liquide. Ils ont conclus aussi que la compressibilité du gaz est responsable de l'éclaboussement. Ces résultats sont en accord avec (Abdellah El-Hadj et al., 2010) où les simulations numériques effectuées ont montré que la température du gaz environnant avait un effet significatif sur la forme de l'éclaboussement. Lorsque cette température est supérieure à la température de fusion de la particule, un retard de la solidification du splat est observé permettant le retrait de la splat. Cependant, une température de gaz élevée peut conduire à une bonne adhésion du splat avec le substrat en raison d'amélioration de la pression de contact par rapport au gaz bas.

La formation d'une lamelle dépend à la fois de paramètres liés à la particule en vol (sa taille, sa vitesse, sa température, son état de fusion à l'impact, et ses propriétés thermo-physiques) et de paramètres liés au substrat (ses propriétés, son état de surface, sa température de préchauffage et la présence éventuelle d'oxydes sur sa surface). Des travaux expérimentaux ont été consacrés à l'étude d'une lamelle individuelle pour mieux comprendre les différents mécanismes qui régissent sa formation (étalement et solidification) afin d'établir des corrélations entre les

différents paramètres opératoires du procédé de projection, la microstructure du dépôt et ses propriétés macroscopiques (Mebdoua, 2008). Ils ont montré que la température de préchauffage du substrat semblait jouer un rôle déterminant sur la morphologie de la lamelle et ont conduit à définir une température de préchauffage du substrat dite « température de transition morphologique », au dessus de laquelle la lamelle adopte une forme de disque régulier (Fukumoto et al., 2004 ; Mebdoua, 2008) alors qu'en deçà, elle présente généralement une forme déchiquetée. De même et pour un substrat métallique (acier inoxydable), cette température de transition correspondait à un changement de topographie de la surface du substrat) qui améliore la qualité de contact à l'interface lamelle substrat et qui est dû à la formation d'une couche d'oxyde à l'échelle nanométrique (Cedelle, 2005). Où l'impact sur l'acier fortement oxydé a induit la formation de projections en forme de doigts à la périphérie de la splat. La résistance de contact thermique entre les éclaboussures et l'acier oxydé non chauffé a été calculée à partir des vitesses de refroidissement des éclaboussures et s'est révélée décroître à mesure que le degré d'oxydation augmentait. Sur acier chauffé, la résistance au contact thermique de l'acier oxydé était beaucoup plus faible et ne changeait pas de manière significative avec le degré d'oxydation. Il a été conclu que la résistance au contact thermique était largement influencée par les adsorbats sur la surface de l'acier qui s'évaporaient lorsque la surface était chauffée ou oxydée (Donald et al., 2007). Les résultats des études de l'influence du préchauffage du substrat en acier inoxydable sur la topographie de la surface et sur la formation de splat de taille millimétrique et micrométrique (Cedelle et al., 2006), montrent que les mèches résultantes ont la forme d'un disque lorsque le substrat est préchauffé au dessus de la température de transition. Et que la présence du non-pic augmente l'angle de contact du liquide sur les substrats en tierce réduisant la résistance thermique du contact à l'interface. (Fataoui et al., 2010) ont montré, dans le couplage de modèle axisymétrique à deux dimensions, que la solidification commence lorsque la goutte atteint une température inférieure à la température de fusion, ce qui contribue à une congélation plus rapide du matériau et à une diminution de l'énergie cinétique du matériau. Système qui réduit le taux de propagation.

D'autres simulations numériques ont été effectuées pour étudier les phénomènes importants et complexes pendant l'impact de gouttelette dans le jet thermique. Des travaux ont fourni un modèle théorique, basé sur le volume de fluide (VOF), pour étudier l'étalement et la solidification des gouttelettes, alors que la tension superficielle, la solidification et la résistance au contact thermique (Zhang et al., 2001 ; Zirari, 2011) ont que la taille, la vitesse et la température d'une gouttelette à la fois du substrat et de la température du matériau jouent des rôles importants dans la morphologie de l'impact et le taux de solidification. (Zhao et al., 1996 ; Pasandideh-fard et al., 2002) ont proposé des modèles détaillés en résolvant l'équation de Navier-Stokes couplée à l'équation d'énergie. Leurs prévisions théoriques de la propagation de gouttelette étaient en bon accord avec les données expérimentales. Cependant, les procédures numériques adoptées dans ces modèles étaient informatique chères. De tels modèles détaillés sont plus utiles pour obtenir une compréhension fondamentale profonde sur les processus physiques impliqués dans le phénomène d'impact.

Pour le mouvement d'interface de solidification et morphologie de splat pour une gouttelette fondue impactant sur une surface inclinée. (Bussmann et al., 1999) ont développé un modèle tridimensionnel basé sur un code VOF où la force de tension

superficielle a été simulée comme force de volume et les angles de contact mesuré ont été fournis comme état de frontière pour ses simulations. (Zhang et al., 2001) ont développé un modèle numérique basé sur le procédé réglé de niveau pour étudier la déformation et la solidification de gouttelette dans deux et trois dimensions. Ils ont simulé aussi l'impact oblique d'une gouttelette d'eau de 2 millimètres à 1 m/s sur une pente 45° et l'impact d'une gouttelette sur un bord pointu. Et les résultats numériques ont été comparés aux images expérimentales. (Pasandideh-fard et al., 2002) ont prolongé l'étude au modèle tridimensionnel développé par (Bussmann et al., 1999) où la méthode d'enthalpie a été employée pour résoudre le problème de solidification. Le dépôt des gouttelettes de bidon sur une surface d'acier inoxydable a été étudié en utilisant des expériences et des simulations numériques. Les résultats de simulation étaient bien conformes aux images expérimentales. (Ghafouri et al., 2003) ont montré que le rapport d'aplatissement est lié au nombre de Reynolds et, au nombre de Weber. Cependant, l'effet de la solidification sur la propagation de gouttelette peut être négligé quand le rapport du nombre de Stefan au nombre de Prandtl est beaucoup plus petit que l'unité.

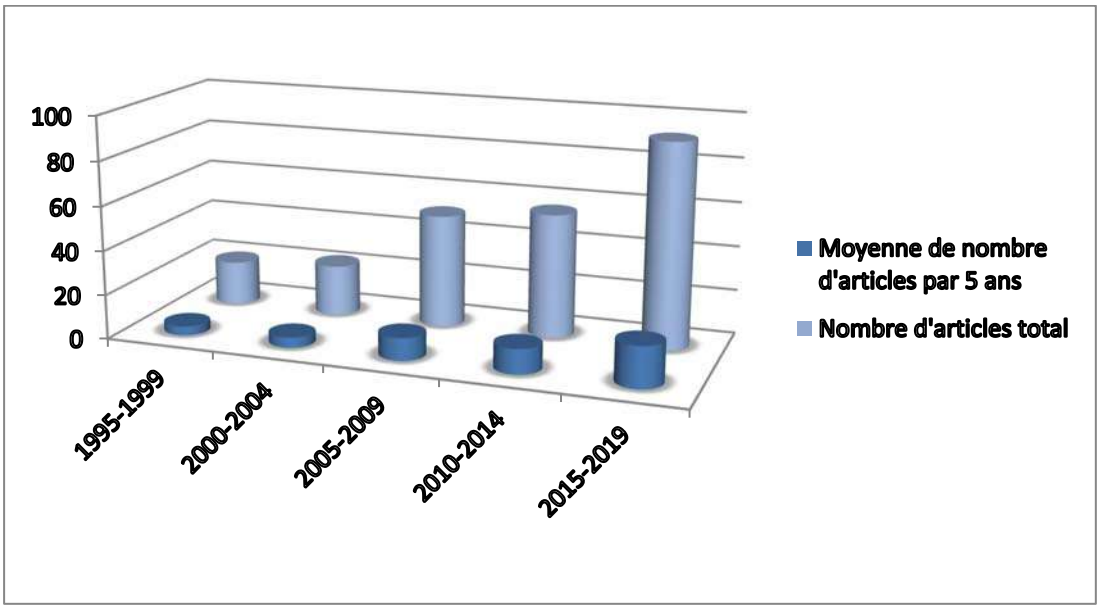


Figure I.9. Evolution du nombre de travaux publiés sur l'impact et solidification des splats sur une surface rugueuse par projection plasma.

I.4.1.1.a Vitesse de l'écoulement

Dans la plupart des cas réels, la vitesse de projection de la goutte sur la surface (liquide ou solide) est très élevée. C'est le cas par exemple de la pulvérisation par spray, ou même de l'écrasement des gouttes d'eau sur les ailes d'un avion avec une vitesse d'impact de l'ordre de 300m/s. l'intervalle de temps entre l'impact et la fin de l'étalement est donc très court. L'écoulement est lié à un champ de vitesse qui évolue de façon importante au cours du temps. Avant l'impact, on se place dans le cas où la vitesse d'impact est normale au substrat et répartie de manière homogène dans la goutte. Lors de l'impact, cette vitesse change subitement de direction. Son intensité agit donc directement sur la nature de l'écoulement de la goutte. Cela se traduit initialement en termes d'énergie cinétique d'impact :$E_{ci} = \frac{1}{2} m_g V_i^2$. Tout au long de

l'écoulement, jusqu'à stabilisation du système, cette énergie évolue par conversion en d'autres types d'énergies jusqu'à dissipation totale de l'énergie cinétique afin d'atteindre l'état stable (Le bot, 2003).

I.4.1.1.b Tension superficielle

Avant l'impact, le fluide reste sous l'état de goutte unique, sans se disperser dans le fluide ambiant pourvu que sa taille soit compatible. Ce phénomène reste effectif dans le cas d'une gravité nulle, où le fluide, sous l'effet d'aucune force extérieure, tend à garder une forme sphérique parfaite. Ce phénomène s'explique par la tension superficielle. Il s'agit d'une énergie libre de surface d'un liquide, qui s'oppose aux modifications de surface. Elle participe à l'équilibre des forces de pression agissant sur le liquide, provenant des interactions moléculaires, et du milieu extérieur. Au sein du même milieu, une molécule est attirée de la même manière par chacune de ses voisines. Par contre, à l'interface de deux milieux immiscibles, elle est beaucoup plus attirée par les molécules qui constituent l'un des deux milieux. L'énergie de liaison est donc différente à l'intérieur du milieu et à l'interface. Cette énergie surfacique, qui doit être dépensée pour que le système reste à l'équilibre tend à minimiser l'interface des deux milieux. Cette énergie étant proportionnelle à l'aire de l'interface, elle s'exprime via le coefficient de tension superficielleγ, en J/m² ou N/m.

Le modèle physique de la tension superficielle a été étudié par (Brackbill et al., 1992 ; Wei et Chen., 1998) à l'aide d'une bulle d'oxygène ou d'éthanol. (Le bot et al., 2003), ont considéré une goutte sphérique de rayon R. à l'équilibre, il s'exerce des pressions de part et d'autre de la surface de la goutte. Selon la loi de Laplace, (pour une goutte sphérique).

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \frac{2\gamma}{R} \qquad (I.1)$$

Où p_2 est la pression du fluide externe,

p_1: Pression de la goutte,

R: Rayon de la goutte,

γ : Tension superficielle

Cette tension superficielle est la contrainte extérieure assimilable à une pression qui s'applique sur l'interface ou la surface de séparation de deux fluides. Elle caractérise donc l'interface entre deux fluides donnés. Dans le cas quelconque.

$$\Delta p = p_2 - p_1 = \gamma(K_1 + K_2) = \gamma\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right) \qquad (I.2)$$

R_1 et R_2 Sont les rayons de courbure principaux de l'interface, et K_1 et K_2 les courbures associées. Pour $R_1 = R_2 = +\infty$, les surfaces sont planes et on obtient la même pression part et d'autre de l'interface.

I.4.1.1.c Tension interfaciale

Il s'agit ici d'un cas plus précis de tension superficielle : c'est l'énergie d'interface entre deux phases fluides non miscibles en contact, ou bien une phase fluide et une phase solide. Le coefficient de tension interfaciale sera noté σ_{SL} (Le bot, 2003).

I.4.1.1.d Tension de surface

Cette énergie de surface est un cas particulier de tension interfaciale entre deux fluides non miscibles, dans le cas où le fluide ambiant est l'air. Elle fait donc référence au cas d'une condition de surface libre. Le coefficient de tension de surface est noté σ. Lorsqu'une goutte est en contact avec un substrat, elle se déforme et perd son aspect sphérique, en s'étalant plus ou moins largement sur le substrat. L'énergie de surface n'est plus répartie de façon homogène. Mais la tension de surface entre en compétition avec la tension interfaciale entre le substrat et la goutte, et la tension interfaciale entre le substrat et l'air ambiant. Cette compétition est à l'origine du phénomène de mouillage, c'est-à-dire la faculté que possède la goutte à recouvrir le substrat : les tensions superficielles goutte-substrat et air substrat minimisent chacune la surface de contact entre les milieux mis en jeu. La façon dont la goutte s'étale dépend donc de la nature du substrat. Lorsque le liquide est mouillant, l'étalement de la goutte est important. Pour caractériser ce phénomène, on définit un angle de contact θ au niveau de la ligne triple statique, c'est-à-dire l'interface des deux fluides et du substrat, par la loi d'Young (Le bot, 2003).

$$\cos\theta = \frac{\sigma_{SG} - \sigma_{LS}}{\sigma} \qquad \text{(I.3)}$$

Avec σ_{SG} et σ_{LS} les tensions interfaciales du solide respectivement avec l'air et le liquide.

σ est la tension superficielle de la goutte. L'angle de contact est donc fonction des énergies de surface de chaque milieu.

- Liquide mouillant

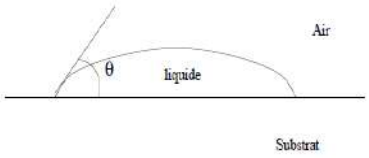


Figure I.10. Liquide mouillant, (Le bot, 2003).

- Liquide non mouillant



Figure I.11. Liquide non mouillant, (Le bot, 2003).

A l'équilibre, l'angle de contact statique θ peut prendre des valeurs comprises entre 0° et 180° selon la nature de la goutte, du milieu ambiant et du substrat. Dans les cas extrêmes et peu réalistes, à θ=0°, la goutte s'étale infiniment, ce qui correspond à la formation d'un film de fluide. Dans le cas θ=180°, la goutte est en contact avec le substrat en un seul point. La goutte est donc sphérique et ne mouille pas du tout le substrat. Dans le cas réel, ce concept d'angle de contact se retrouve en dynamique et se situe entre ces deux cas extrêmes. Des expériences ont été réalisées avec un tube de verre plongé dans un bain de silicone afin de décrire la ligne de contact dynamique entre le substrat et le fluide (Dussan et al., 1991). D'autres expériences (Haley et Miksis., 1991) soulignent la forte non linéarité de l'angle de contact et consistent à relever l'angle de contact en fonction du temps lors de l'impact de gouttes de fluide visqueux sur un substrat sec, et conduisent à des relations de la forme

$$\frac{dR}{dt} = k(\theta - \theta_s)^n \qquad (I.4)$$

Où R est le rayon de contact de la goutte avec le substrat, k est une constante, θ_s l'angle de contact statique, et où la valeur de l'exposant n varie en fonction du modèle utilisé pour décrire l'angle de contact provient directement de valeurs expérimentales.

I.4.1.1.e Rugosité

La rugosité exprime l'état de surface du substrat, et correspond à la hauteur moyenne des pics et des creux existants superficiellement. Elle est caractérisée par le nombre Ra (en μm) qui correspond à la hauteur moyenne du relief de la surface. Pour une surface lisse (sans défaut) Ra=0, ce qui correspond à un cas idéal. Expérimentalement, on considère qu'une surface est lisse par rapport à l'impact d'une goutte de métal pour Ra ≤ 0.05μm. (Escure et al., 2000) notent expérimentalement que la rugosité du substrat a une influence notable sur le comportement d'étalement ou d'éclaboussure de la particule fluide. Lorsque la goutte atteint le substrat, la matière remplit les creux du substrat, et sous l'effet d'une vitesse d'impact importante, elle est éjectée dans d'autres directions liées au relief de la surface. Expérimentalement, il est difficile de reproduire exactement le même impact. En effet, la rugosité ne traduit qu'une hauteur moyenne alors que le relief de la surface est hétérogène. En fonction de la position de l'impact et de l'état de surface local, la goutte est éjectée selon des directions différentes. Par conséquent, l'impact, bien que toujours gouverné par les mêmes phénomènes, ne reproduit pas exactement la même évolution en fonction de la zone d'impact. En se référant à une rugosité et donc à un état de surface moyen homogène, on définit une évolution moyenne de l'impact.

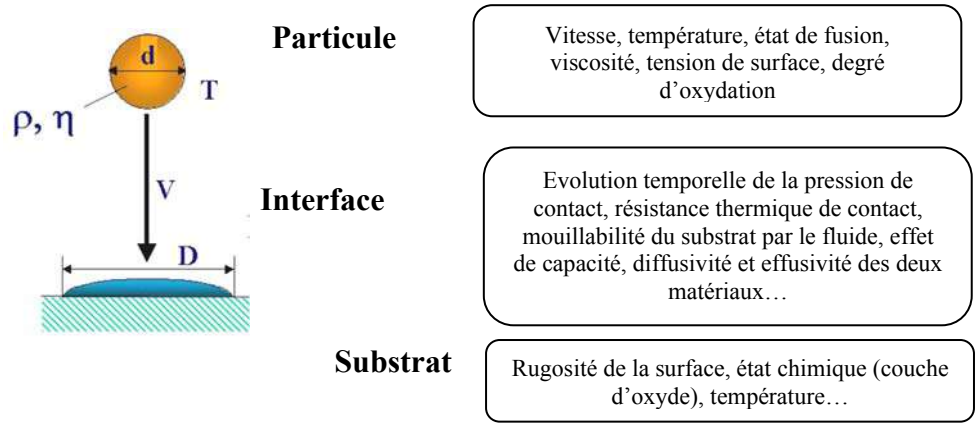


Figure I.12. Paramètres caractéristiques de la formation d'une lamelle, (Cedelle et al., 2004).

I.4.1.2 Différents types d'impact selon la nature du substrat

I.4.1.2.a Impact sur film liquide profond

On parle de film liquide profond lorsque la couche liquide a une épaisseur de plus de 50 diamètres de goutte. Deux phénomènes peuvent se produire selon l'intensité de l'impact. Soit un vortex apparaît si les forces d'inerties et de tension superficielle sont comparables (We < 8), soit un jet se forme lorsque les force d'inerties dominent (We >8) en créant un cratère dans le film liquide après l'impact de la particule fluide. (Brutin., 2003) a observé expérimentalement et montre que seules les considérations des nombres de Weber et de longueur capillaire suffisent à décrire la profondeur du cratère sans prise en compte de la viscosité des fluides.

I.4.1.2.b Impact sur film liquide fin

Ce type d'impact est considéré à partir du moment où le film liquide a une épaisseur inférieure à 10 diamètres de goutte. Des études expérimentales et numériques (Josserand et Zaleski., 2001) ont montré que là encore, les conditions d'impact influencent sur le comportement de la goutte. Ainsi, lorsque les forces d'inertie sont prépondérantes lors de la dynamique, il se forme un jet pendant les tous premiers instants, puis celui-ci devient une corolle dont l'extrémité est un bourrelet périphérique. Ce type de comportement est appelé corolla splash. Dans la nature, cette corolle est très souvent déstabilisée pour créer des digitations et des gouttes secondaires. Ce phénomène serait dû à une instabilité de la courbure géométrique au niveau du bourrelet périphérique, et porte le nom d'instabilité de plateau-Rayleigh (Gueyyffier et Zaleski., 1998). Des études expérimentales (Allen., 1988) ont montré que la profondeur du film influence l'angle d'éjection de la corolle puis qu'un film fin a tendance à diminuer l'angle d'éjection (Figure I.11) le jet qui se forme aux temps très courts est souvent à l'origine de la formation de gouttelettes provenant du lieu de l'impact. Ce type d'éclaboussure est appelé prompt splash (Josserand et Zaleski., 2001). Dans leurs travaux, (Yarin et weiss., 1995) ont traduit, par des expériences sur un film liquide, la formation de la corolle comme singularité cinématique c'est-à-dire une discontinuité du champ de vitesse et la distribution de l'épaisseur de film.

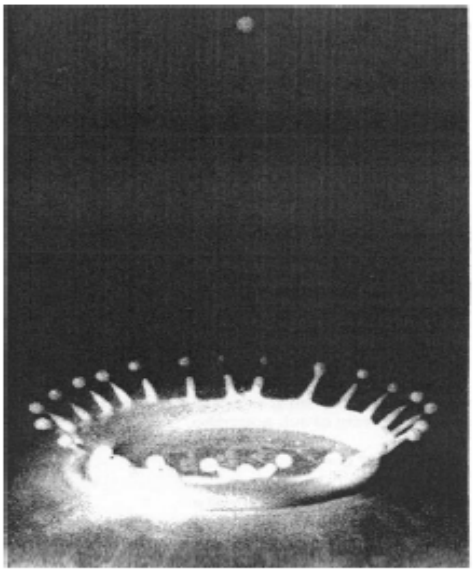


Figure I.13. Impact sur film liquide fin, (Allen., 1988).

I.4.1.2.c Impact sur substrat sec

Il s'agit du type d'impact que nous allons considérer dans notre travail où la goutte s'écrase sur une surface solide et indéformable. Outre les caractéristiques physiques de la goutte et des conditions dynamiques (vitesse et diamètre de la particule fluide), la rugosité du substrat, est aussi un paramètre qui peut influencer le comportement de la goutte. Encore une fois, la goutte adopte différents comportements qui dépendent des conditions d'impact (Le bot, 2003).

I.4.1.2.c.1 Eclaboussure

Lorsque les effets inertiels sont prépondérants devant les effets de tension superficielle, ce qui peut se manifester par une faible viscosité, ou encore une forte vitesse d'impact, le fluide se déstabilise et se fragmente. Une partie de la matière reste au point d'impact et des digitations apparaissent à la périphérie de la goutte initiale. Ce phénomène nommé splash a été étudié par de nombreux auteurs afin d'estimer quels paramètres sont à l'origine des instabilités qui génèrent les digitations et les gouttes secondaires. Ainsi, des études expérimentales ont montré que la rugosité du substrat influence l'apparition su splash (Leger et al., 1996) puisque le relief du substrat redirige le fluide après impact dans une direction désordonnée. L'énergie de surface est également un paramètre influent, car l'ajout de surfactants afin d'augmenter la tension superficielle de la goutte diminue les risques de splash. La température du substrat peut également influencer ce comportement (Sobolev et al., 1998), puisque la viscosité et la tension superficielle du fluide diminuent lorsque la température augmente, ce qui accentue les instabilités lors de l'impact.

I.4.1.2.c.2 Déposition

Dans ce type d'impact, les effets inertiels et de tension de surface sont de même ordre de grandeur. Pour une faible taille de particule de métal liquide (de l'ordre de millimètre), cela revient à une vitesse modérée (de l'ordre 1m/s) pour une

tension de surface de l'ordre de 0.5N.m. (Zhao et al., 1996) ont étudié expérimentalement l'impact de gouttes d'eau ou d'encre dans cette gamme de vitesses et tailles de particules et observent bien une déposition. La goutte s'écrase contre la surface et s'étale largement la plupart du temps sous forme d'un disque (splat) sous l'influence de l'énergie des forces d'inertie. Puis l'énergie de surface devient prépondérante et l'étalement fait place à la rétraction de la goutte jusqu'à la position d'équilibre. On observe ce comportement par exemple sur les pare-brises de voiture où les gouttes s'étalent de plusieurs rayons puis se rétractent, sur un temps très court. Beaucoup d'études ont porté sur ce genre d'impact afin de déterminer les conditions seuil où la déposition fait place au phénomène de splash, en fonction de la température de substrat (Bianchi, 1995) ou encore de la rugosité du substrat. En examinant l'impact de gouttes d'eau sur une surface sèche et plus précisément le nombre de digitations qui apparaissent à la périphérie du splat, (Thoroddsen et Sakakibara.,1998) ont supposé que ces instabilités soient de type Rayleigh-Taylor. Ce type de comportement est également observé sur des gouttes métalliques de volume de l'ordre du pico litre que l'on dépose sur des composants électroniques. En fonction de la température, du métal et du composant, il est possible de déterminer la zone de contact entre la goutte et le réseau électrique et éviter ainsi les courts-circuits (Waldvodel et al., 1996).

I.4.1.2.c.3 Rebond

Lors de ce type d'impact, les effets de tension superficielle sont prépondérants dans la dynamique. La goutte commence à s'étaler, puis se rétracte avec une telle intensité qu'elle décolle. Ce phénomène peut se rencontrer dans la nature comme par exemple les gouttes d'eau tombant sur une feuille ou sur des matériaux hydrophobes. Des études ont été réalisées sur la composition de la goutte d'eau (Bonn et al., 2002) afin de diminuer ce caractère et améliorer les conditions d'étalement sur les plantes dans le but d'améliorer la pulvérisation de pesticides sur les plants. En ajoutant une faible quantité de polymère, la viscosité et la tension superficielle de la goutte sont modifiées et se rapprochent davantage du comportement de déposition.

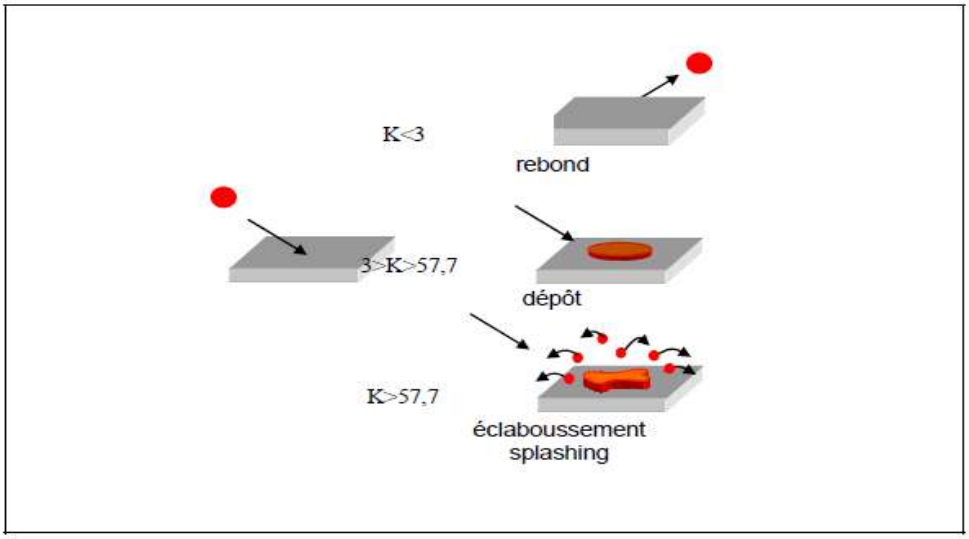


Figure I.14. Les différents types d'impacts en fonction de la valeur du paramètre K, (Escure et al., 2001).

I.4.1.3 Nombres adimensionnels

Lorsque la goutte s'écrase sur le substrat, de nombreux paramètres physiques jouent un rôle dans le comportement de la particule fluide. Afin de quantifier leur influence, des nombres adimensionnels sont introduits sous la forme d'un apport qui permet de rendre compte de la compétition entre plusieurs phénomènes. Ainsi, en accord avec le théorème de Buckingham, selon lequel le nombre de paramètres indépendants peut être réduit par le nombre de dimensions fondamentales, on peut prévoir la gamme de comportements possibles de la goutte et les paramètres majeurs qui en sont responsables. Nous allons donc détailler ici ces nombres adimensionnels et les rapports qu'ils représentent (Le bot, 2003) :

Nombre de Reynolds : $\mathbf{Re} = \frac{\rho L u_\circ}{\mu}$

Avec ρ : masse volumique,

L : échelle de longueur caractéristique,

$u_\circ$: vitesse caractéristique,

μ : viscosité.

Re compare le flux de quantité de mouvement par convection avec le flux de diffusion visqueuse. Il permet de décrire le type de régime d'écoulement de la goute, laminaire, inertiel voire turbulent.

Nombre de Froude : $\mathbf{Fr} = \frac{u_0}{\sqrt{g h_s}}$

Avec g : force de gravité,

h_s : côte de la surface libre.

Fr est le rapport de la vitesse caractéristique sur la vitesse de la propagation des ondes de la gravité à la surface d'un fluide.

Nombre de Weber : $\mathbf{We} = \frac{\rho L u_0^2}{\sigma}$

Avec σ : tension superficielle.

We compare les forces d'inertie et les forces de tension superficielle. En fonction de sa valeur, la goutte aura plus ou moins tendance à se séparer en plusieurs gouttes secondaires.

Nombre d'Ohnesorge : $\mathbf{Oh} = \frac{u}{\sqrt{\rho \sigma L}} = \frac{We^{\frac{1}{2}}}{Re}$

Oh rend compte de la dissipation visqueuse par rapport aux forces de tension superficielle. Sa valeur définit la morphologie de l'impact (éclaboussure, déposition ou rebond).

$$\text{Nombre de Sommerfeld : } \mathbf{K} = \sqrt{\frac{\rho L u_0^2}{\sigma}\sqrt{\frac{\rho L u_\circ}{\mu}}} = \sqrt{We\sqrt{Re}} = \mathbf{Oh.\,Re^{1.25}}$$

De par son écriture, K permet de définir le type d'impact de la goutte. En effet, il possède les dimensions associées au nombre d'Ohnesorge et celle du nombre de Reynolds. Dans leurs travaux, (Mundo et al., 1995) ont déterminé que le splashing intervient lorsque K>57.7, la déposition se produit pour K< 57.7.

$$\text{Nombre de Bond : } \mathbf{Bo} = \frac{\rho g R^2}{\sigma}$$

Avec R : rayon de la goutte.

Bo est le rapport entre les forces de gravité les forces de tension superficielle. Ce nombre permet de déterminer l'influence de la gravité sur l'écoulement de la goutte. Par des combinaisons de ces nombres, on décrit la dynamique de l'impact en fonction des conditions initiales. La plupart du temps, afin de définir le comportement d'une goutte, les auteurs examinent le degré maximum d'étalement, c'est-à-dire le diamètre maximum su splat rapporté au diamètre initial de la goutte.

I.4.1.4 Degré d'étalement maximal d'une goutte

En se plaçant dans le cas où l'impact génère une déposition, certains auteurs (Pasandideh-fard et Mostaghimi., 1996) 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 constante sans prendre en compte la présence du bourrelet périphérique (figure I.14).

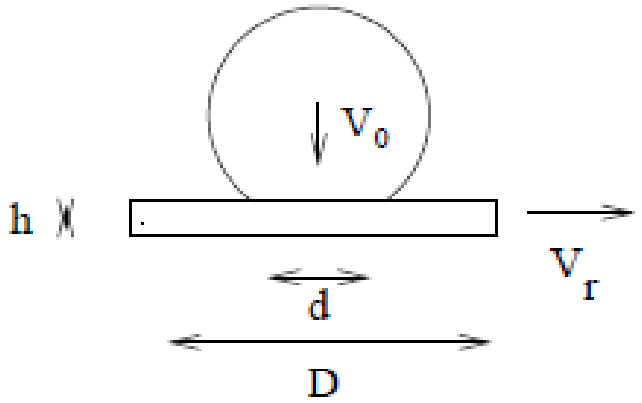


Figure I.15. Schéma d'étalement d'une goutte, (Chandra et Avedisian., 1991).

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

$$E_{c1} = \left(\frac{\pi}{6} D_i^3\right)\left(\frac{1}{2}\rho V_i^2\right) \quad \text{(I.5)}$$

$$E_{s1} = \sigma\pi D_i^2 \quad \text{(I.6)}$$

Lorsque la goutte atteint son maximum d'étalement, son énergie cinétique est nulle ($E_{c2} = 0$). 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 :

$$E_{s2} = \sigma_{LS}\pi\frac{D_{max}^2}{4} + \sigma\pi\frac{D_{max}^2}{4} - \sigma_{SG}\pi\frac{D_{max}^2}{4} \quad \text{(I.7)}$$

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 le contact entre la goutte et le substrat. Or, selon la loi d'Young qui relie les tensions superficielles à l'angle de contact :

$$\cos(\theta_a) = \frac{(\sigma_{SG} - \sigma_{LS})}{\sigma} \quad \text{(I.8)}$$

En combinant les deux expressions précédentes :

$$E_{s2} = \sigma\pi\frac{D_{max}^2}{4} - \sigma\pi\frac{D_{max}^2}{4}\cos(\theta_a \quad \text{(I.9)}$$

Finalement :

$$E_{s2} = \sigma\pi\frac{D_{max}^2}{4}(1 - \cos(\theta_a)) \quad \text{(I.10)}$$

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

$$W = \int_0^{t_c}\int_\Omega \phi d\Omega dt \approx \phi\Omega t_c \quad \text{(I.11)}$$

Où 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 :

$$\phi \sim \mu\left(\frac{V_i}{L}\right)^2 \quad \text{(I.12)}$$

Où μ est la viscosité de la goutte et L une longueur caractéristique normale à la direction de l'étalement. (Chandra et Avedisian., 1991) ont supposé que cette longueur de référence puisse de rapporter à l'épaisseur de splat h. leurs résultats surestiment le degré d'étalement maximal D_{max} de plus de 40% ce qui tend à montrer que L doit être inférieure à (Pasandideh-fard et Mostaghimi., 1996) proposent de

donner à L la valeur de l'épaisseur de la couche limite δ à l'interface liquide solide. Celle-ci est calculée en considérant l'écoulement comme stationnaire. Elle s'exprime alors par :

$$\delta = 2\frac{D_i}{\sqrt{Re}} \tag{I.13}$$

Le temps d'étalement t_c, quant à 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 I.14, la conservation des débits permet d'affirmer que :

$$V_i \pi \frac{d^2}{4} = V_r D h \tag{I.14}$$

A l'instant de l'étalement maximal, le diamètre du splat attient D_{max}. Par conservation de la masse :

$$\pi \frac{D_i^3}{6} = \pi \frac{D_{max}^2}{4} h \tag{I.15}$$

Soit :

$$h = \frac{2D_i^3}{3D_{max}^2} \tag{I.16}$$

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

$$V_r = \frac{dR}{dt} = \frac{1}{2}\frac{dD}{dt} \tag{I.17}$$

Et donc :

$$\frac{dD}{dt} = 2V_r = 2V_i \pi \frac{D_i^2}{16}\frac{1}{D}\frac{3D_{max}^2}{2D_i^3} \tag{I.18}$$

Soit :

$$\frac{dD}{dt} = V_i \pi \frac{3}{16}\frac{D_{max}^2}{D_i}\frac{1}{D} \tag{I.19}$$

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

$$D(t) = \sqrt{\frac{3}{8}\frac{V_i}{D_i} D_{max}^2 t} \tag{I.20}$$

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

$$\frac{D(t)}{D_{max}} = \sqrt{\frac{3}{8}t^*} \quad (I.21)$$

Lorsque le diamètre attient D_{max}, le correspondant est de $t_c = \frac{8}{3}\frac{D_i}{V_i}$.a présent que L=δ, t_c et $\Omega = \pi D_{max}^2 \delta/4$ sont déterminés, on peut évaluer W :

$$W = \frac{\pi}{3}\rho D_i V_i^2 D_{max}^2 \frac{1}{\sqrt{Re}} \quad (I.22)$$

Finalement, par conservation des énergies : $E_{c_2} + E_{s_1} = E_{c_2} + E_{s_2} + W$ ce qui, en combinant avec leurs expressions respectives amène à :

$$\frac{D_{max}}{D_i} = \sqrt{\frac{We+2}{3(1-cos\,\theta_a)+4(We/\sqrt{Re})}} \quad (I.23)$$

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

$$\xi_{max} = \frac{D_{max}}{D_i} = \frac{1}{2}Re^{1/4} \quad (I.24)$$

Sur le même style le raisonnement, (Healy et Abdel-khalik., 2001) se basent sur l'équation de Kurabayashi (I.25) est modifiée par Yang (I.26) pour déterminer l'influence de l'angle de contact pour des impacts de gouttes à nombres de Weber supérieurs à 150. Dans ces équations, $\mu_{substrat}$ correspond à la viscosité de la goutte évaluée près du substrat et n<1.

$$\frac{We}{2} = \frac{3}{2}\xi_{max,k}^2\left[1 + \frac{3We}{Re}\left(\xi_{max,k}^2 ln\xi_{max,k} - \frac{\xi_{max,k}^2-1}{2}\right)\left(\frac{\mu_{goutte}}{\mu_{substrat}}\right)^{0.14}\right] - 6 \quad (I.25)$$

$$\xi_{modifiée} = \xi_{max,k}(45/\theta)^n \quad (I.26)$$

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

I.4.2 Echanges thermiques lors de l'impact

Dans la plupart des cas, la goutte et le substrat sont à des températures différents car ils ne proviennent pas du même environnement : la goutte appartient à un milieu à température ambiante ou compatible avec son état initial (atmosphère, injecteur, etc.) et le substrat est lié à l'appareil qui subit le recouvrement (machine industrielle, matière organique, etc.). Les échanges thermiques qui accompagnent l'écoulement correspondent à un contact brusque entre un solide et un fluide sur une échelle de temps très petite. Dans certain cas, cela s'accompagne d'un changement de phase rapide (ébullition, solidification) ce qui modifie l'écoulement. Dans cette partie, nous allons définir les transferts thermiques dans chacun des matériaux puis décrire le

type de contact que cela génère entre les deux milieux et enfin comment s'effectuent les changements de phase (Le bot, 2003).

I.4.2.1 Influence des transferts thermiques

Lorsque la goutte et le substrat ont des températures initiales différentes, l'impact constitue un contact brusque qui s'accompagne d'échanges thermiques soudains. Plusieurs études ont porté sur l'analyse des champs thermiques dans le substrat et dans la goutte afin d'étudier comment la disposition initiale et le type d'écoulement pouvaient avoir un lien avec les échanges de chaleur. Il a ainsi été mis en évidence que le refroidissement et l'étalement de la goutte se produisent simultanément, plus ou mois rapidement selon que la diffusivité du substrat est forte ou non (Zhao et al., 1996). Durant tout l'étalement, la convection thermique dans la goutte joue un rôle important en raison des fortes vitesses tangentielles sur une faible épaisseur. Pendant cette étape, la chaleur est fournie continuellement au point d'impact, ce qui à la fois réchauffe le substrat et refroidit le fluide en étalement mais maintient la température de la goutte au point d'impact. C'est pourquoi on observe que la température de goutte est au même instant plus haut au point d'impact et plus faible dans la zone d'étalement.

Dans le substrat, la chaleur provenant de la goutte se diffuse par conduction. Le point le plus chaud se situe sous la zone d'impact près de la surface. Les isothermes se développent alors d'avantage le long de la surface qu'en profondeur à cause de l'étalement de la goutte, mais garde la forme caractéristique des isothermes obtenues par conduction d'une source ponctuelle chaude qui diffuse de la chaleur dans un solide inerte. Aux temps plus longs, lorsque le fluide s'est étalé, le champ de température dans le splat devient quasi monodimensionnel. Les flux thermiques adoptent une configuration radiale plutôt qu'axiale bien que l'épaisseur de splat soit petite devant son rayon. Les flux thermiques s'orientent du centre de la goutte vers la périphérie et le centre est alors plus refroidi par transfert d'énergie du centre vers la périphérie de la goutte que par échange thermique du centre de la goutte vers le substrat. Ces différentes étapes montrent que l'hypothèse selon laquelle les transferts thermiques interviennent une fois l'étalement achevé n'est pas toujours valide. Elle dépond de la diffusivité du substrat qui dans certains cas est trop importante pour les phénomènes soient découplés (Le bot, 2003).

I.4.2.2 Résistance thermique de contact

La solidification de la goutte est d'autant plus rapide que l'évacuation de la chaleur à travers le substrat est importante et rapide. Cependant, le contact entre les deux milieux n'est pas parfait. La rugosité du substrat génère des interstices, où la conduction se fait en général peu, du fait que le fluide interstitiel, l'air, est peu conducteur. La notion de résistance thermique de contact permet de modéliser ce problème. Elle correspond à une chute brutale de la température dans la zone contenant l'interface, cette zone étant généralement prise d'épaisseur tendant vers 0. La RTC est ainsi modéliser par un saut de température à l'interface entre goutte et substrat. Dans beaucoup d'études d'impact et solidification de goutte, la RTC n'est pas prise en compte. Le contact parfait est supposé, mais cette hypothèse peut

entraîner des imprécisions sur l'intensité des échanges thermiques et sur les temps de transfert.

La difficulté qui se pose dans la présente étude concerne la nature de contact entre la goutte et paroi. Les modèles de résistance de contact reposent sur une géométrie de l'interface constante dans le temps, et des champs de températures en régime permanent. Lorsque la goutte s'étale, la surface de contact évolue, en particulier sous l'effet de la tension de surface (en phase liquide) et de la contraction du métal à la solidification, et les échanges thermiques sont transitoires. La notion de résistance thermique de contact doit être adaptée au problème (le bot, 2003).

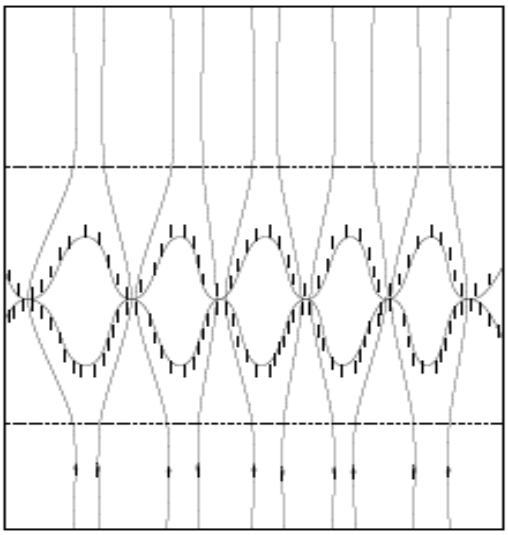


Figure I.16. Visualisation des contractions des lignes de flux au contact de deux milieux à l'origine de la RTC, (Le bot et al., 2003).

Ce contact imparfait est une zone où les propriétés physiques varient très rapidement. Le flux de chaleur est donc très perturbé dans cette « couche de transition ». La conduction par contact réel s'effectue au niveau des pics du substrat. Les lignes de flux convergent vers les zones (en général ponctuelles) de contact, en s'allongeant, et ainsi augmentent leur résistance thermique. Les espaces interstitiels jouent le rôle d'isolants thermiques non parfaits. La convection ne s'y développe pas, la cavité étant trop restreinte. La RTC est donc la contribution de deux résistances, celle par constriction, et la résistance interstitielle. La résistance thermique de contact dépend de nombreux paramètres : géométrie de la surface, rugosité, nature du fluide interstitiel, températures initiales du substrat et de la goutte (influence sur la mouillabilité, la pression de contact et la tension superficielle), et propriétés physiques (λ, c_p, ρ). Le régime transitoire de la résistance thermique de contact est difficile à déterminer, le régime permanent s'établissant au bout d'une durée de l'ordre de 1µs. La RTC permanente dépend du type de rugosité, de la répartition et du nombre des points de contact. Il n'existe pas de relation générale. Sa détermination repose le plus souvent sur une étude expérimentale. Les résistances interstitielles et de constriction sont étroitement liées, ce qui accentue la difficulté à les déterminer. Dans une première approche, on les considère indépendantes (Le bot, 2003).

I.4.2.3 Résistance par constriction

Le transfert de chaleur s'effectue exclusivement par conduction à travers les points de contact réels des deux solides. Dans le cas d'un milieu semi-infini, en régime permanent, la constriction est présentée en figure I.17.

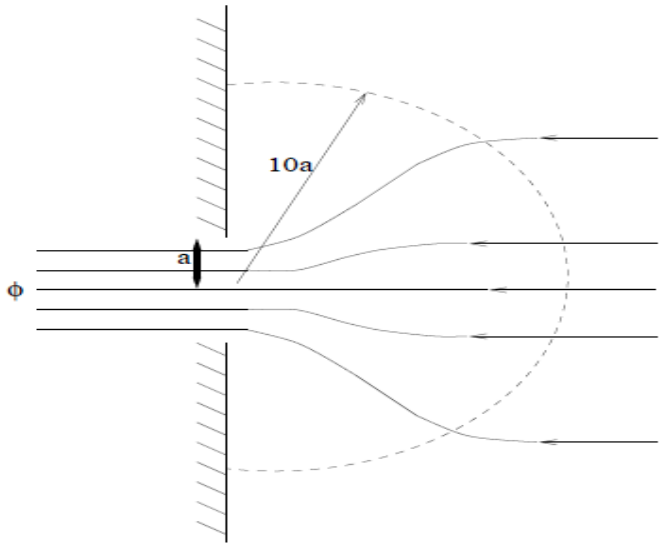


Figure I.17. Tube de flux dans une constriction, (Le bot et al., 2003).

On exprime le lien entre la différence de température entre le cercle de rayon à T_0 et le milieu à l'infini T_∞ (où les lignes de flux sont à nouveau parallèles les unes aux autres) et le flux Φ par :

$$T_\infty - T_0 = \frac{1}{\lambda} F\Phi \qquad (I.27)$$

Avec $\Phi = \phi_0 S$ où ϕ_0 est la densité de flux et S la section de passage.

La résistance de constriction $\mathbf{r_0} = \frac{\mathbf{1}}{\boldsymbol{\lambda}}\mathbf{F}$, où F est la fonction de constriction, qui dépend de la géométrie de S (dimension :m^{-1}).

Dans le cas d'une température uniforme sur l'aire de contact : $\boldsymbol{F = \frac{1}{4a}}$

Dans le cas d'une densité de flux uniforme sur l'aire de contact : $\boldsymbol{F = \frac{8}{3\pi^2 a}}$

Il est possible de modéliser la résistance thermique de contact par une constriction dans un tube de section finie (figure I.17) :

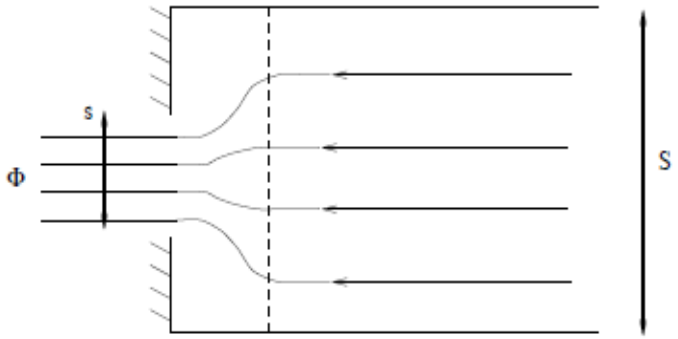


Figure I.18. Contact selon deux tubes de section s et S, (Le bot et al., 2003).

Le cas idéal est représenté par $S = s$. La résistance d'un élément de tube entre une surface plane isotherme T_L éloignée et l'isotherme T_0 sur s est : $r_L = \frac{L}{\lambda s} + \frac{1}{\lambda} g(a,b)$, g est la fonction de constriction, dépendant de s et S le premier terme du membre de droite correspond à la résistance du milieu dans le cas sans constriction, et le second terme est l'accroissement de la résistance du milieu, provoqué par le rétrécissement de S à s. Pour un contact circulaire de rayon a, et un tube de rayon b :

$$g(a,b) = \frac{1}{4a}\left[1 - 1.40925\left(\frac{a}{b}\right) + 0.2959\left(\frac{a}{b}\right)^3 - 0.05254\left(\frac{a}{b}\right)^5 + \cdots\right] \quad \text{(I.28)}$$

Pour un milieu semi-infini, 97% de la chute de température est confinée dans l'hémisphère de rayon 10a, pour une surface circulaire de centre O de rayon a, donc dans une zone très proche de l'aire de contact. Pour un contact sur un tube cylindrique semi-infini, la constriction est pratiquement développée à une distance L>b, avec b rayon du tube. On modélise la RTC par le modèle cylindre à aspérités uniformément réparties. Soit n le nombre de points de contact par unité de surface.

Soient P_1 et P_2 deux surfaces équipotentielles situées de part et d'autre de contact, suffisamment éloignées pour être quasi-planes.

La RTC est telle que $R = R_{P_1P_2} - R^0_{P_1P_2}$:

Avec $R_{P_1P_2}$ résistance du tube réel entre P_1 et P_2

$R^0_{P_1P_2}$ Résistance du tube idéal entre P_1 et P_2 (contact parfait)

Les résistances thermiques du milieu interstitiel et par constriction ne sont pas indépendantes, ce qui rend le calcul difficile. Dans une première approche, on considère qu'elles le sont.

Considérons $\lambda_f = 0$ (résistance interstitielle infinie). Dans un plan de contact isotherme, $r_s = r_1 + r_2 = \frac{1}{\lambda_1} g(a,b) + \frac{1}{\lambda_2} g(a,b) = \frac{1}{\lambda_e} g(a,b)$. Où r_1 et r_2 sont les résistances de constriction des lignes de flux dans les deux milieux, et la conductivité telle que : $\frac{1}{\lambda_e} = \frac{1}{\lambda_1} + \frac{1}{\lambda_2}$. La RTC par unité de surface est : $R_s = \frac{r_s}{n} = \frac{2}{n\lambda_e} g(a,b)$.

Suivant le même principe, on peut déterminer la composante fluide. La résistance de contact transitoire fait l'objet de peu d'études. Elle pose le problème de l'inertie propre de l'interface et elle n'a été étudiée que dans le cas solide-solide. On reprend le même schéma que précédemment auquel on impose un flux constant sur le cercle de rayon a : $Q = \pi a^2 q$

L'équation d'énergie s'écrit

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2}(r,x,t) + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r}(r,x,t) + \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(r,x,t) = \frac{1}{\alpha}\frac{\partial T}{\partial t}(r,x,t) \quad (I.29)$$

α est la diffusivité.

Les conditions limites et initiales sont :

$$T(r,x,t) \rightarrow 0 \text{ quand } r \rightarrow \infty \quad (I.30)$$

$$T(r,x,t) \rightarrow 0 \text{ quand } x \rightarrow \infty \quad (I.31)$$

$$T(r,x,0) = 0 \quad (I.32)$$

La résolution de ce système dans l'espace de Laplace mène à :

$$T_m(t) = \frac{q}{\lambda} L^{-1}\left(\frac{2}{P}\int_0^{\infty} \frac{J_1^2(\sigma a)}{\sigma\sqrt{\sigma^2+\frac{P}{a}}}\, d\sigma\right) = \frac{q}{\lambda} f(t) \quad (I.33)$$

D'où la résistance de constriction en régime transitoire : $r(t) = \frac{T_m(t)}{\pi q a^2} = \frac{1}{\pi\lambda a^2} f(t)$ et en $t \rightarrow \infty, f(t) = 1$

La résistance transitoire étant difficile à déterminer, il est possible d'utiliser l'hypothèse des temps courts : on effectue un développement limité $T_m(p)$ quand $p \rightarrow \infty$. On obtient r(t) quand $t \rightarrow 0$.$r(t) = \frac{2}{\pi a \lambda}\sqrt{\frac{\alpha t}{\pi}}$. D'où $r(t) \rightarrow 0$ quand $t \rightarrow 0$

Cela signifie que le contact peut être considéré comme parfait aux premiers instants. En effet, la résistance de constriction n'apparaît pas dans les premiers instants, ce qui revient à dire que la résistance de contact est nulle. Puis elle augmente au cours du temps, et cette hypothèse de contact parfait disparaît. Par ce même raisonnement, on peut déterminer la résistance de contact transitoire de deux matériaux brusquement en contact. On suppose que « a » est le rayon de la constriction, donc du contact réel entre les deux surfaces. Les deux milieux sont repérés par i=1 ou 2. D'un point de vue thermique, le contact se situe entre deux conditions : contact iso-flux et contact isotherme. Dans le premier cas, on résout le système précédent, indépendamment dans chacun des milieux 1 et 2. Pour les temps plus longs, on détermine la résistance de contact par une autre approximation : on calcule $T_m(p)$ quand $p \rightarrow 0$. Dans ce cas, on obtient

$$r(t) = \frac{8}{3a\lambda\pi^2}\left(1 - \frac{3\sqrt{\pi}}{16}\frac{a}{\sqrt{\alpha t}}\right)$$

On remarque que cette formule fait intervenir la résistance permanente définie précédemment. On peut donc poser ce calcul sous la forme :

$$r(t) = r_0(1 - \epsilon)$$

r_0 est la résistance de constriction permanente, et ϵ représente l'écart par rapport à r_0. Il est donc possible d'imposer une valeur arbitraire à ϵ, permettant de définir une différence en dessous de laquelle on considérera la résistance comme permanente. A ce ϵ correspond un temps caractéristique d'établissement de la résistance de constriction :

$$\epsilon = \frac{3\sqrt{\pi}}{16}\frac{a}{\alpha t_\epsilon} \Rightarrow t_\epsilon = \frac{9\pi}{16\epsilon^2}\frac{a^2}{\alpha}$$

I.4.2.4 Résistance thermique de contact lors de l'impact d'une goutte

Dans la littérature, la modélisation numérique de la résistance thermique de contact consiste à supposer une « couche » à l'interface, d'épaisseur arbitraire l_c, de conduction uniquement axiale, de conductivité effective $K = \frac{B_i l_c}{d_0}$ (adimensionnée) et dont le c_p est nul. Bi est le nombre de Biot : $B_i = \frac{h_c d_0}{\lambda_1}$, h_c est le coefficient de transfert correspondant au contact entre la goutte et la région du substrat et λ_1 est la conductivité de la goutte. Lors de l'impact d'une goutte sur un substrat, la résistance thermique de contact peut provenir de plusieurs phénomènes : à l'instant de l'impact, la goutte produit sur le substrat une pression qui permet un contact plus ou moins important entre les deux milieux. En effet, la rugosité du substrat définit le nombre de contacts réels entre les deux matériaux et donc la facilité de passage de chaleur. La pression de la goutte va modifier cette surface de contact réel et donc la résistance thermique associée. Cependant, comme il s'agit d'un milieu fluide, l'écoulement peut être à l'origine de pièges d'air entre les pics de rugosité plus gros ou à l'inverse le remplissage de ces creux. Ensuite, cette pression diminue et joue un rôle de moindre importance dans les instants suivants. Cette pression est directement liée à la vitesse d'impact et à la dimension de la goutte. Les études concernant l'impact de gouttes avec prise en compte d'une résistance thermique de contact sont variées : expérimentalement, il a été montré que lorsqu'une goutte s'étale, la « rugosité » de la goutte, qui doit correspondre à l'inverse de la rugosité du substrat, était légèrement inférieur à cette dernière (Loulou, 1995) comme illustré en figure I.19.

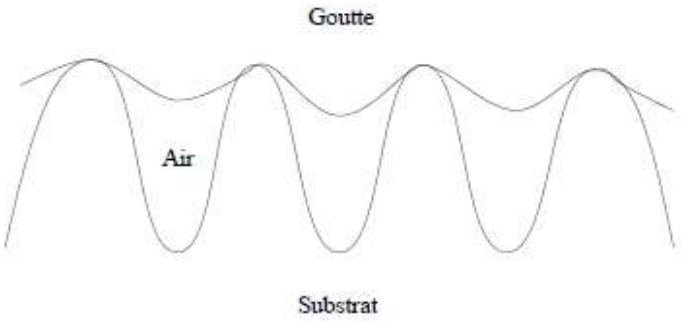


Figure I.19. Illustration du contact d'une goutte et d'un substrat rugueux, (Loulou, 1995).

De plus, il apparaît que cette résistance thermique de contact évolue dans le temps. D'une valeur importante, elle diminue rapidement pour atteindre une valeur constante. Sur ce principe, certains auteurs simplifient le modèle en ne prenant en compte que la valeur constante de la RTC pendant toute la durée de l'étalement (Pasandideh-fard et al., 1998 ; Waldvogel et al., 1996) Les résultats obtenus montrent qu'aux temps long cette simplification est cohérente mais quelques différences notables apparaissent aux temps courts. Le contact entre un solide et un liquide en cours de solidification fait l'objet de très peu d'études et reste mal maîtrisé de par la nature du contact : Les variations des propriétés physiques et mécaniques ainsi que de la géométrie du contact changent le comportement de la résistance thermique de contact.

I.4.3 Solidification

Dans beaucoup de recherches industrielles concernant la pulvérisation de gouttes, la matière subit un changement d'état au contact avec le substrat. Ce phénomène permet d'obtenir à partir de particules liquides un revêtement solide. La solidification est un phénomène qui fait intervenir des propriétés thermiques autant que mécaniques.

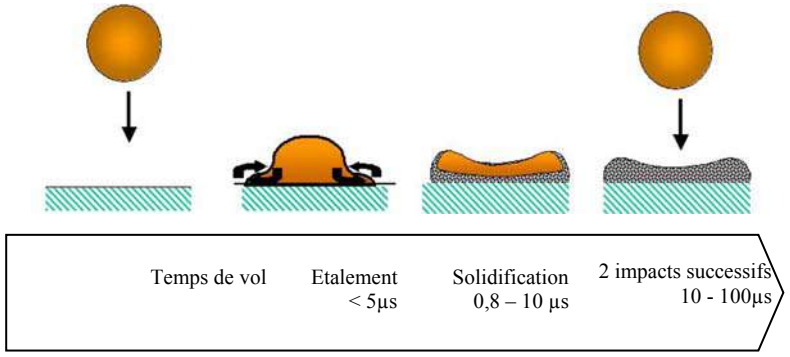


Figure I.20. Mécanismes d'étalement des lamelles, (Cedelle et al., 2004).

I.4.3.1 Notion sur la solidification

La solidification est un phénomène très répandu dans la nature. Elle correspond à un réarrangement de la structure de la matière ou transition qui s'accompagne d'une rupture de la symétrie. La matière passe en effet d'une structure stable désordonnée à l'état liquide à un réseau organisé stable à l'état solide, ce réarrangement s'accompagne d'un dégagement de chaleur. Des études ont été réalisées d'un point de vue thermodynamique pour expliquer les comportements de fusion et solidification, en se basant souvent sur un modèle de sphère rigides (Papon et al., 1999). On distingue deux types de changement de phase :

- **Transition franche** (**ou localisée**) s'effectue à une température de fusion donnée T_f correspondant au changement d'état. Les propriétés thermo-physiques (chaleur spécifique, conductivité…) exhibent une discontinuité à T_f liée à la libération de la chaleur latente lors de la solidification (figure I.20). On retrouve ce type de transition dans les corps purs.

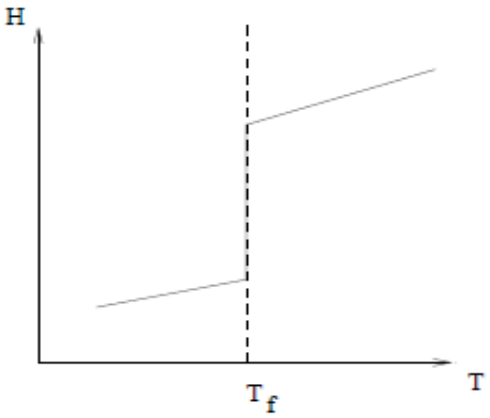


Figure I.21. Enthalpie massique en fonction de la température en transition franche, (Papon et al., 1999).

- **Transition étalée** correspond à un réarrangement de la matière, qui s'organise de manière différente dans un matériau très visqueux (polymères, alliages). Cette transition possède une constante de temps très grande (figure I.21).

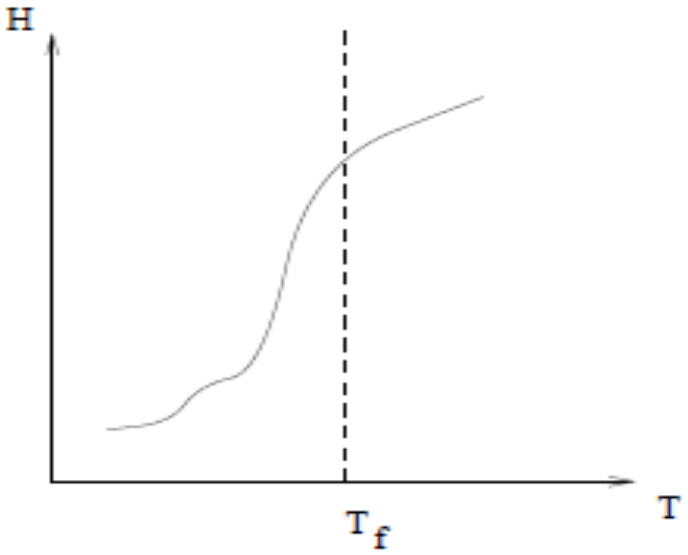


Figure I.22. Enthalpie massique en fonction de la température en transition étalée, (Papon et al., 1999).

Dans tous les cas, la solidification débute par la nucléation. Il s'agit de l'apparition de germes solides autour desquels commence le changement d'état. La solidification se produit lorsque la goutte atteint une température inférieure à la température de solidification qui correspond à la formation d'un nucleus stable. Celui-ci est issu de la diffusion d'atomes ou molécules qui constituent la phase liquide, et qui s'agrègent les uns aux autres. La germination est le principe de ce phénomène : la transition liquide-solide est contrôlée par une barrière d'activation d'énergie (Le bot, 2003 ; Mebdoua, 2008). A la température de fusionT_f, des nucleus apparaissent, de rayon r. mais ceux-ci ne peuvent croître qu'au dessus d'un certain rayon critiquer*. En dessus de r*, les germes refondent, et le milieu reste à l'état liquide. Au-delà de r*, les nuclei sont stables et peuvent croître. Une fois la nucléation activée, le phénomène de croissance cristalline prend le relai. La cristallisation peut alors se propager dans tout le milieu liquide. Ceci se traduit par une vitesse de nucléation fonction de la température. La structure cristalline du matériau évolue en fonction de la température. Lorsqu'elle est proche de la température de fusion, les germes sont de grande taille, ce qui implique une viscosité faible, et une croissance faible, mais sont peu nombreux, d'où une faible probabilité de nucléation. Inversement, plus on s'éloigne de la température de fusion, plus les germes sont nombreux et petits. La nucléation et la croissance cristalline définissent la cinétique de cristallisation. Elle détermine le nombre de nuclei susceptibles d'apparaître en fonction de la température et leur capacité à refondre ou croître. De façon formelle, il est souvent plus pratique de la présenter sous forme probabiliste.

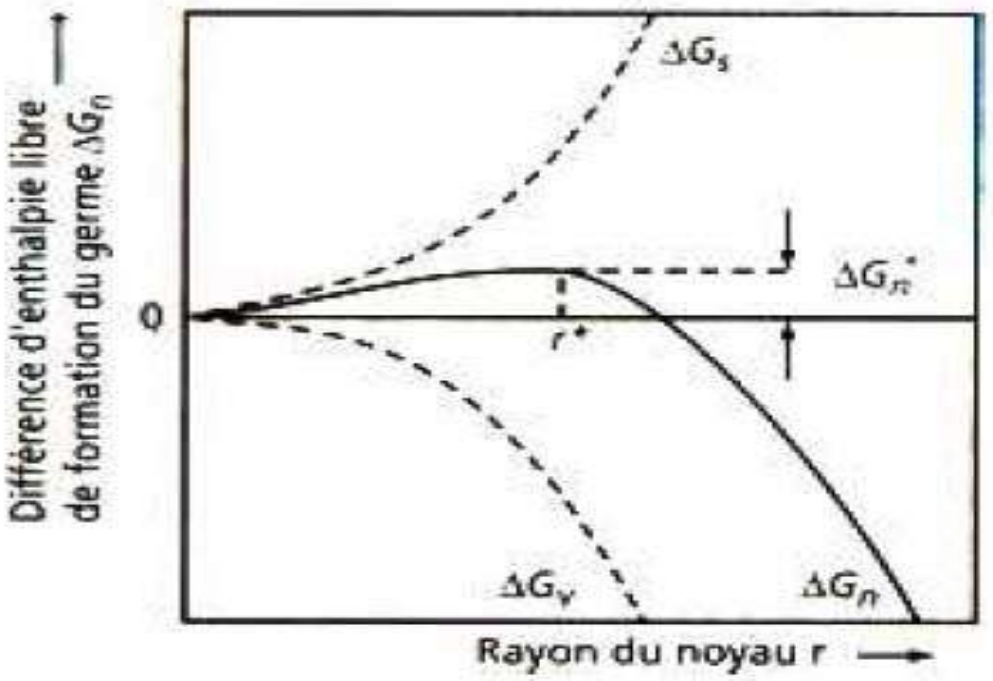


Figure I.23. Variation de l'enthalpie libre de formation d'un noyau en fonction du rayon du noyau, (Le bot et al., 2003).

Il existe deux types de nucléation :

- Nucoléation homogène : la métastabilité est rompue spontanément pendant un refridissement continu d'un liquide pur. Les nuclei apparaissent dès qu'une énergie critique est atteinte. La nucléation s'effectue lorsque le germe possède un rayon supérieur à un rayon critique. Le travail réversible de formation du germe sphérique de rayon r est de l'ordre de :

$$\Delta G(r) = 4\pi r^2 \sigma_{s/l} - \frac{4\pi}{3} r^3 \Delta s_f \Delta T \qquad (I.34)$$

Avec ΔT : Surfusion
$\Delta \boldsymbol{G}(\boldsymbol{r})$: Energie libre de Gibbs
$\boldsymbol{\sigma_{s/l}}$: Tension de surface solide/liquide
$\Delta \boldsymbol{s_f}$: Entropie de fusion par unité de volume
$\Delta \boldsymbol{G}(\boldsymbol{r})$: Est maximum pour $\boldsymbol{r_c} = \frac{2\sigma_{s/l}}{\Delta s_f \Delta T}$ qui est le rayon critique.

- Nucléation hétérogène: les particules hétérogènes ou la rugosité de la surface aident la formation des germes dans le liquide. Ces derniers ne se forment pas à l'inférieur du liquide, mais par le contact avec ces « impuretés ». Les nuclei sont viables pour une barrière d'énergie de la forme :

$$\Delta G_{het}(r) = \Delta G_{hom}(r) f(\theta) \text{ Avec } f(\theta) = \frac{(2+\cos\theta)(1-\cos\theta)^2}{4}$$

θ : L'angle de mouillage. Il est donné par l'expression :

$$\sigma_{s/l} = \sigma_{c/s} + \sigma_{l/c}\cos(\theta) \quad (I.35)$$

$\sigma_{s/l}$: La tension superficielle liquide-substrat,

$\boldsymbol{\sigma_{c/s}}$: La tension superficielle cristal-substrat,

$\boldsymbol{\sigma_{l/c}}$: La tension superficielle liquide cristal.

Un germe au contact d'un corps étranger peut donc se représenter comme suit :

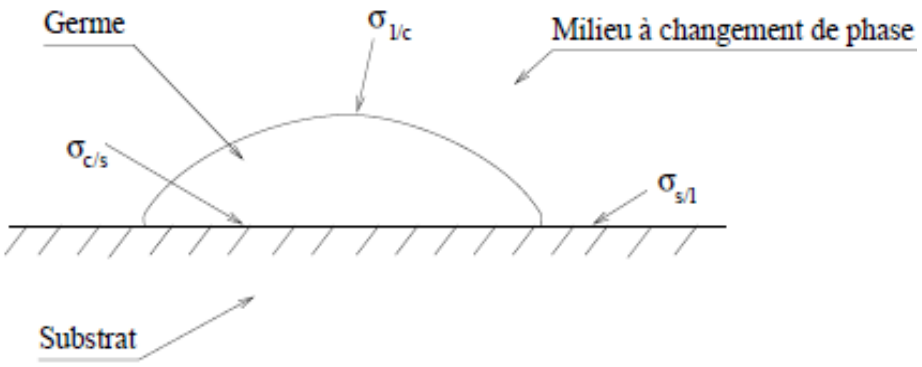


Figure I.24. Germination hétérogène : germe au contact d'un substrat, (Le bot et al., 2003).

La nucléation hétérogène se fait plus facilement que la nucléation homogène. Il en résulte que

$$\Delta G^*_{het} \leq \Delta G^*_{hom} \quad (I.36)$$

La solidification débute naturellement plus facilement au niveau du contact avec un corps extérieur que spontanément dans le milieu lui-même. Les structures générées par le processus de cristallisation peuvent prendre les formes différentes. Ainsi pour des métaux liquides, les cristaux croissent sous forme de dendrites, les composés eutectiques cristallisent en structure lamellaire, alors que les polymères produisent des sphérolites, c'est-à-dire des morphologies qui croissent radialement autour du germe sous la forme de lamelle (structure de disque).

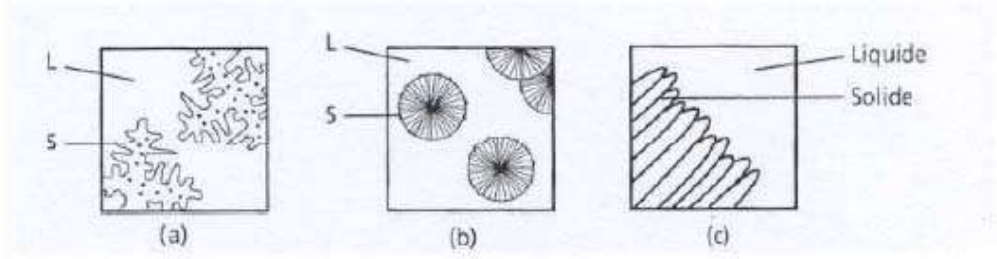


Figure I.25: Nucléations :a) Formation de dendrites b) Sphérolites c) Structure lamellaire, (Le bot et al., 2003).

La cristallisation est un phénomène où on peut déterminer trois phases :

- Une zone de contact ou proche de la paroi où la vitesse de refroidissement est la (phénomène lié à la surfusion). Une surfusion peut apparaître et engendrer l'apparition de cristaux solides par germination hétérogène. C'est la "chill zone" ou zone de peau ou zone équiaxe externe.
- Une zone où les grains ont une orientation cristalline parallèle et opposée à la direction du flux de chaleur. Cet arrangement s'expliquer par l'évolution du front de solidification. C'est la zone colonnaire. Ce phénomène est à la base de la définition de la cinétique de cristallisation.
- Une zone interne (zone équiaxe interne). Les grains croissent dans une zone liquide en légère plus élevée. On y trouve un grand nombre de petits grains orientés au hasard
- Surfusion, suite à un détachement de quelques branches colonnaires. La surfusion est à l'origine de l'aspect dendritique des grains.

Dans le cas d'un métal pur, la structure moléculaire est de type cristallin.par définition, un cristal apparaît comme la répétition régulière d'unités structurales identiques (Le bot, 2003 ; Mebdoua, 2008). Un métal est constitué d'ions positifs disposés aux nœuds d'un réseau avec un "nuage d'électrons". Un certain nombre de métaux, tel que le fer, ont leur structure qui varie en fonction de la température. On dit qu'il y a transformation allotropique. A partir de ces considérations, des études ont été réalisées concernant le comportement de gouttes lors de leur impact sur un substrat.

I.4.3.2 Solidification d'une goutte de métal

Les premières études théoriques sur l'impact et la solidification de gouttes d'alumine sur un substrat (Madejski., 1976) consistent à poser plusieurs simplifications. Tous d'abord, la solidification progresse sous forme d'un problème de Stefan axial mais sur une section qui augmente (disque de plus en plus large) :

$$y(r) = \eta\sqrt{at} \tag{I.37}$$

Où y est l'épaisseur solidifiée, η une constante, a la diffusivité thermique et t le temps de solidification. Ensuite, l'épaisseur de film encore liquide b ne dépend que du temps de solidification. Ainsi, par conservation de la masse entre la partie solidifiée et la partie liquide, (Madejski., 1976) obtient :

$$m = \rho_{liquide}\frac{\pi}{6}D^3 = \rho_{solide}V_s + \rho_{liquide}\pi r^2 b \tag{I.38}$$

Dans cette expression, D est le diamètre de la goutte sphérique initiale, V_s est le volume solidifié et r est le rayon de splat. Le volume V_s est calculé grâce à l'expression précédente par :

$$V_s = \pi R_0^2 \eta\sqrt{at} + \int_0^t 2\pi R(\tau)\frac{dR(\tau)}{d\tau}\xi\sqrt{a(t-\tau)}\,d\tau \tag{I.39}$$

Finalement :

$$b(t) = \frac{\rho_{liquide}\frac{\pi}{6}D^3 - \rho_{solide}V_s}{\rho_{liquide}\pi r^2} \quad (I.40)$$

De même, par un bilan des énergies cinétiques, de surface et de forces visqueuses sur la partie encore liquide, il détermine le degré d'étalement de la goutte :

$$\frac{d}{dt}\left(E_c + E_p + E_\mu\right) = 0 \quad (I.41)$$

En explicitant chacun des termes, il arrive à l'équation :

$$\frac{d}{dt}\left[\frac{\epsilon}{3}\xi^2\phi\left(\xi^2 + \frac{6}{5}\phi^2\right) + \frac{1}{We}\xi(\xi + 2\phi)\right] + \frac{\xi^2\dot{\xi}^2}{\phi Re} = 0 \quad (I.42)$$

Avec $\phi = \frac{1}{6\epsilon^3\xi^2}\left\{1 - k\left[\sqrt{t} + 2\int_0^t \xi(\tau)\dot{\xi}(\tau)\sqrt{t-\tau}d\tau\right]\right\}$

Et les variables adimensionnelles :

$$\boldsymbol{\xi = \frac{R}{R_0}, \phi = \frac{b}{R_0}, We = \frac{\rho_{liquide}V^2D}{\sigma}, Re = \frac{\rho_{liquide}VD}{\mu}, Pe = \frac{VD}{a}} \text{ et } \boldsymbol{k = 6\epsilon^2\eta\frac{\rho_{solide}}{\rho_{liquide}}\sqrt{\frac{\epsilon}{Pe}}}.$$

La constante ϵ représente le rapport entre le rayon initial R_0 et le diamètre de la goutte. En supposant $\epsilon = 0.5$, c'est-à-dire en négligeant les déformations que la goutte peut subir juste au moment de l'impact, (Madejski., 1976) a montré que cela produisait une erreur sur le calcul de l'énergie de surface initiale de 8%. En supposant $k = 0$, donc sans solidification, et pour $We > 100$ et$Re > 100$, on obtient le degré d'étalement maximal par la formule :

$$\frac{3\xi_m^2}{We} + \frac{1}{Re}\left(\frac{\xi_m}{1.2941}\right)^5 = 1 \quad (I.43)$$

Pour un nombre de Weber très grand (We^{-1} négligeable) on obtient :

$$\xi_m = 1.2941Re^{1/5} \quad (I.44)$$

En se basant sur cette théorie, (Schiaffino et Sonin., 1997) ont déterminé qu'à faible nombre de Weber, lorsque le splat est gouverné par les forces capillaires et la vitesse d'impact n'a plus d'influence sur l'écoulement, l'épaisseur de couche solidifiée s'exprime par :

$$\frac{y}{\eta\sqrt{at}} = \sqrt{1 + \frac{1}{0.9t_*}\ln\left(1 - (1 - \epsilon^{-0.9t_*})\frac{r}{R(t_*)}\right)} \quad (I.45)$$

Avec : $t_* = t/\sqrt{\rho_{liquide}R^3/\sigma}$.

De plus, ils ont estimé le rapport entre temps d'étalement et temps de solidification en considérant un contact parfait (pas de résistance thermique de contact) par :

$$\frac{t_{étal}}{t_{solid}} = \frac{OhSte}{Pr} \tag{I.46}$$

D'un point de vue expérimental, des études ont été réalisées sur des gouttes métalliques projetées sur une surface froide. (Fukumoto et al., 1999) ont montré que lorsque la température de substrat est très faible, la solidification rapide entraîne sur la goutte la formation de digitations et une morphologie en étoile, alors qu'avec un substrat à haute température (tout en restant en-dessous du point de fusion de la goutte) la goutte génère un disque régulier. (Sampath et al., 1999 ; Jiang et al., 1999) , ont également observé cette transition de morphologie en fonction de la température de substrat sur des gouttes de zircone et de molybdène. Leurs études s'étendent à des substrats rugueux et montrent des résultats assez similaires en termes de morphologie : une grande partie sue splat possède la même forme que sur substrat lisse, si ce n'est sur ses bords où des digitations apparaissent. Ces deux études réalisées en parallèle suggèrent que la température du substrat est un paramètre très important sur la forme du splat quel que soit le fluide utilisé. De plus, sur un substrat froid, le splat génère davantage de craquelures que sur un substrat chaud car la solidification génère un gradient de contraintes important provenant de la forte différence de température entre les deux milieux. A l'aide de la même approche, (Leger et al., 1996) ont montré expérimentalement qu'un substrat relativement chaud retarde le début de la solidification et laisse donc l'étalement s'achever avant le début de la solidification. A l'inverse, lorsque la particule s'écrase sur un substrat très froid, la température de goutte diminue au-dessous de la température de sous-refroidissement. La solidification débute et l'énergie mécanique contenue dans le liquide provoque la projection de la matière, ce qui résulte en une morphologie du splat en étoile.

De plus, il apparaît que chauffer le substrat avant l'impact des gouttes améliore l'adhérence (Bianchi, 1995). Cela serait dû à la forme des splats qui, lorsqu'il s'agit de disques, améliore le contact par rapport aux formes étoilées des projections sur substrat froid. (Pasandideh-Fardet al., 1998) ont étendu leurs formulations de l'étalement maximum d'une goutte métallique sur un substrat en prenant en compte la solidification rapide mais pas l'effet Marangoni :

$$\xi_{max} = \sqrt{\frac{We+12}{3(1-\cos\theta)+4We/\sqrt{Re}+We\sqrt{(3Ste)/(4Pe)}}} \tag{I.47}$$

Où θ représente l'angle de contact dynamique entre le substrat et la goutte.

Lors de l'empilement de microgouttes les unes sur les autres, (Harfel et Poulikakos., 2003) ont montré expérimentalement que pour $(0.39 < We < 5.99)$ et $(281 < Re < 453)$ et $(0.187 < Ste < 0.895)$, ces formules analytiques surestiment le degré maximal d'étalement des gouttes, et sous-estiment l'influence du nombre de Reynolds Re. Dans leurs travaux concernant l'impact de gouttelettes de zircone par projection plasma, (Vardelle et al., 1994) ont mis en évidence, pour des nombres de Reynolds compris entre (350 et 1050) et des nombres de Weber entre (3000 et 10000), l'influence de la vitesse et la température de la particule fluide indépendamment l'une de l'autre sur l'étalement : plus ces paramètres sont élevés,

plus le temps d'étalement est court et plus le degré d'étalement est grand. Ces résultats sont en accord avec l'équation (I.44) et en vérifient les hypothèses sauf pour le découplage de l'écoulement et de la solidification. En comparant la température du splat à celle obtenue numériquement par simulation de la solidification du splat sans écoulement, les auteurs observent une concordance des évolutions thermiques pour une résistance thermique substrat-splat de l'ordre de 10^{-8} K.m².W^{-1}. Lors de l'impact de gouttes sur différents types de substrats (verre et acier), (Aziz et al., 2000) vérifie que la solidification des particules fluides diminue leur degré d'étalement. En définissant le nombre de solidification Φ par :

$$\Phi = \frac{\mathrm{Ste}}{\sqrt{\mathrm{Pr}}} \frac{\mathrm{b_{substrat}}}{\mathrm{b_{goutte}}} \qquad \text{(I.48)}$$

Où $\mathrm{b} = \sqrt{\lambda \rho \mathrm{C_p}}$ est l'effusivité du matériau, ils montrent que la solidification a peu d'influence sur l'étalement lorsque $\Phi < 1$.

Ce chapitre a permis de décrire les différentes techniques de projection thermique brièvement, ainsi que les phénomènes dynamiques et thermiques qui interviennent lors de l'impact d'une goutte sur un substrat soit solide ou liquide. Le comportement qui s'ensuit dépend de nombreux paramètres initiaux (vitesse, diamètre, température…) qui autorisent un éventail important de comportements. De plus, les nombres adimensionnels usuels permettent d'estimer un ordre de grandeur des tailles de particule (rayon d'étalement et hauteur de splat) et des temps d'étalement et de solidification.

Chapitre II : Les équations du Problème & méthodes numériques

La simulation numérique d'impact d'une goutte sur un substrat fait appel à la résolution de plusieurs équations qui couplent les aspects thermiques et dynamique. Ce chapitre est dédié à la présentation des équations et de la méthode numérique utilisée qui permette de les résoudre.

II.1 Modèle dynamique

Bien que les expériences concernant les impacts de gouttes aient pris de l'ampleur depuis les premiers travaux de Worthington. La diversité des écoulements, les temps caractéristiques très courts et les échelles spatiales très petites rendent les manipulations difficiles à réaliser. De plus ; le caractère aléatoire de l'impact est difficile à contrôler (vitesse d'impact ; température ; …). C'est pour quoi l'outil numérique devient rapidement indispensable afin de considérer les échelles de temps et d'espace qui nous concernent.de nombreuses études ont été réalisés en ce sens adoptant des techniques diverses ; par application du principe fondamental de la dynamique ; le bilan des forces au sein de chaque fluide newtonien exprime la vitesse en fonction des paramètres du système.

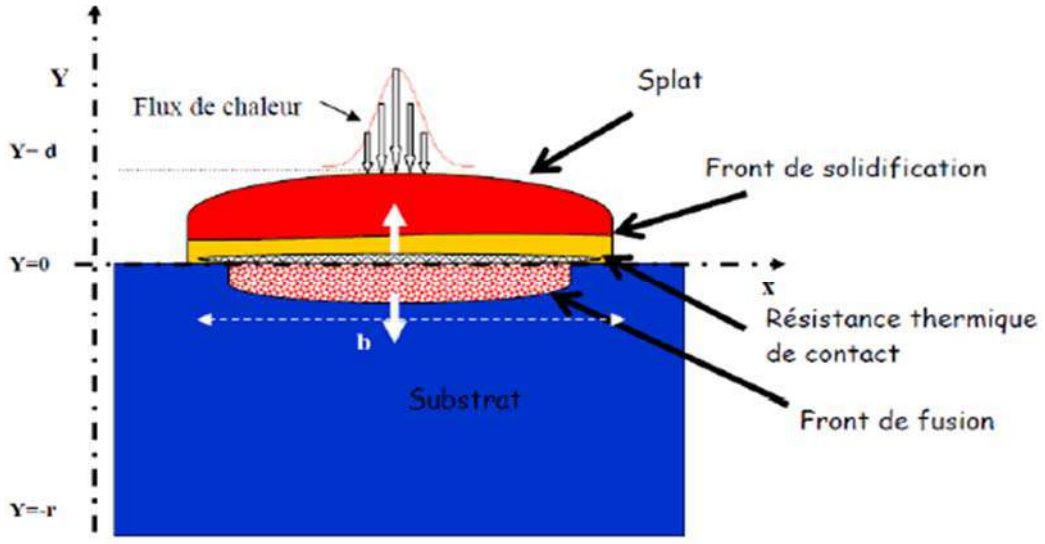


Figure II.1. Schéma de principe des échanges thermiques entre la goutte, en cours de gel, et le substrat selon, (Fataoui et al., 2007 ; Bennaoua, 2008).

Le problème considéré est l'écoulement de deux fluides incompressibles non miscibles. Pour un maillage structuré fixe non conforme à l'interface, la formulation eulérienne régissant l'écoulement diphasique dans les deux phases est composée des équations de Navier-Stokes (II.2), couplées avec la condition d'incompressibilité (II.1).

$$\nabla . u = 0 \qquad \text{(II.1)}$$

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + \nabla(uu)\right] = -\nabla \mathrm{p} + \rho g + \nabla . (\mu[\nabla u + \nabla^T u]) + F_{TS} \qquad \text{(II.2)}$$

Où ρ et μ sont respectivement la masse volumique et la viscosité de la phase concernée. A cette équation de base, sont ajoutés différents termes pour prendre en compte les divers aspects de notre problème. Le terme FTS est lié à la notion d'interface de deux fluides non miscibles. A fin de prendre en compte le caractère diphasique fluide-air de l'impact de goutte, l'interface" des phases immiscibles est modélisée par une équation définie grâce à la conservation des flux de matière, donc de la masse. Soit V' la vitesse locale de l'interface de normale ni et $\rho_1 u_1$ et $\rho_2 u_2$les équations de mouvement associées aux fluides 1 et 2 .par conservation de masse :

$$\rho_1(u_1 n_i - V') = \rho_2(u_2 n_i - V') \quad \text{(II.3)}$$

Cette équation permet de traduire la continuité du champ de vitesse normale à l'interface mais ne prend pas en compte la présence de la tension superficielle dans cette zone. A l'équation II.2 est donc ajouté un terme qui correspond à la force issue de la tension superficielle, soit :

$$FTS = \sigma\kappa\delta n_i \quad \text{(II.4)}$$

Où σ, κ et δ sont respectivement le coefficient de tension superficielle, la courbure moyenne locale de l'interface et la fonction Dirac puisque l'interface est considérée comme un saut de propriétés physiques. Ces équations sont valables dans chaque phase fluide prise séparément. Afin de déterminer le champ de vitesse dans tout le domaine .il est nécessaire de résoudre une équation supplémentaire qui prend en compte la présence de l'un ou l'autre des fluides en chaque zone du domaine. Ce type de modèle ou tout est résolu par les même équations avec prise en compte de la présence des fluides est appelé modèle à un fluide ou mésoscopique.

II.1.1 Modèle à un fluide

Ce modèle a été choisi car il s'adapte bien à la discrétisation sur maillage fixe cartésien utilisé lors des simulations sans se préoccuper de la position de l'interface par rapport au maillage. Ce type de modèle a été utilisé par plusieurs auteurs pour simuler la déposition sur substrat sec (Waldvogel et al., 1996) ou l'impact sur film liquide (Josserand et Zaleski., 2001). Il convient donc de définir une fonction qui détermine géométriquement la position des phases dans le domaine. Soient $\emptyset_1$et $\emptyset_2$les fonctions phase définies par :

$\emptyset_1(x, y, z, t) = 1$ dans les zones contenant le fluide 1 et $\emptyset_1(x, y, z, t) = 0$ dans les zones ne contenant pas le fluide 1

$\emptyset_2(x, y, z, t) = 1$ dans les zones contenant le fluide 2 et $\emptyset_2(x, y, z, t) = 0$ dans les zones ne contenant pas le fluide 2

Les fluides étant immiscibles, il vient tout naturellement que $\emptyset_2(x, y, z, t) = 1 - \emptyset_2(x, y, z, t)$ par continuité des vitesses à l'interface, la vitesse locale de l'interface V vérifie :

$$V = u_1 . n_i = u_2 . n_i \quad \text{(II.5)}$$

Les fonctions phase $\emptyset_1$ et $\emptyset_2$ se déplacent en fonction de la vitesse de l'interface V :

$$\frac{\partial \emptyset}{\partial t} + V.\nabla\emptyset = 0 \quad \text{(II.6)}$$

Cette équation d'advection définit le transport de chaque phase dans le domaine. En particulier à l'interface ou intervient le saut de phase de 1 à 0. Au lieu d'utiliser deux fonctions de phase $\emptyset_1$ et $\emptyset_2$ il est plus intéressant d'introduire une fraction volumétrique qui répond aux mêmes lois et définie sur tout le domaine (Hugues, 2000).

$$\frac{\partial C}{\partial t} + V.\nabla C = 0 \quad \text{(II.7)}$$

Cette fraction volumique appelée fonction couleur et note C prend pour valeur 1 dans le fluide qui compose la goutte et 0 dans l'air. Les caractéristiques physiques des milieux s'expriment en fonction de la présence de chaque fluide :

$$\rho = \rho_1 + (\rho_2 - \rho_1)\, C \quad \text{(II.8)}$$

$$\mu = \mu_1 + (\mu_2 - \mu_1)\, C \quad \text{(II.9)}$$

A l'aide du modèle à un fluide et de la définition de la fonction couleur, la tension superficielle peut être exprimée seulement en fonction de C.

II.1.2 Modélisation de la tension de surface

La tension superficielle est une force qui agit sous la déformation de l'interface. Elle est donc proportionnelle à la courbure de l'interface :

$$F_{TS}(M) = \sigma\kappa(M)u_i(M) \quad \text{(II.10)}$$

La géométrie de l'interface n'est pas une donnée du problème. Le fait d'exprimer le problème par un modèle à un fluide permet de s'affranchir de cette donnée. Il est donc nécessaire de pouvoir exprimer la courbure κ grâce aux autres variables afin de déterminer la tension superficielle. Une méthode (Brackbill et al., 1992) consiste à sommer les forces de tension tangentielles à l'interface sur le contour d'un volume élémentaire, puis à exprimer la tension superficielle comme intégrale curviligne sur ds des termes σt(M) où t est une force de surface tangentielle à l'interface et M ∈ ds. A l'aide de cette définition, la courbure moyenne κ est égale à l'opposé de la divergence de la normale à l'interface. On obtient donc :

$$F_{TS}(M) = -\sigma(\nabla.n_i)(M)n_i \quad \text{(II.11)}$$

De plus, la normale à l'interface est également fonction de la couleur C :

$$n_i = \frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \quad \text{(II.12)}$$

Finalement, le terme de tension superficielle s'exprime seulement en fonction du coefficient de tension et de la fonction couleur C :

$$F_{TS}(M) = \sigma\nabla\left[\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right].\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \qquad \text{(II.13)}$$

Au finale, le système d'équation à résoudre est le suivant :

$$\begin{cases} \nabla.u = 0 \\ \frac{\partial C}{\partial t} + V.\nabla C = 0 \\ \rho\left[\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \nabla.(\rho uu)\right] = -\nabla p + \rho g + \nabla.(\mu[\nabla u + \nabla^T u]) - \sigma\nabla\left[\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right].\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|} \end{cases} \qquad \text{(II.14)}$$

Ce système permet de résoudre les inconnues (u, p, C) par une expression volumique des équations de mouvement en incompressible avec prise en compte des forces inter faciales sans la détermination explicite de la géométrie de la courbure de l'interface.

II.1.3 Méthodes de calcul d'interface

La résolution des problèmes diphasiques avec des fluides non miscibles pose le problème de la présence d'une interface séparant les fluides. Pour déterminer entièrement l'écoulement, il est nécessaire de :

- Résoudre les équations du mouvement dans les deux phases,
- Représenter l'interface dans l'espace,
- Caractériser le mouvement de l'interface, sachant que sa dynamique est étroitement liée à celle des fluides environnants.

Le choix d'une méthode numérique dépend étroitement du type de problème considéré. Il existe deux types de méthodologies différentes pour résoudre les problèmes diphasiques : la méthode Lagrangienne (sur maillage mobile) et la méthode Eulérienne (sur maillage fixe).

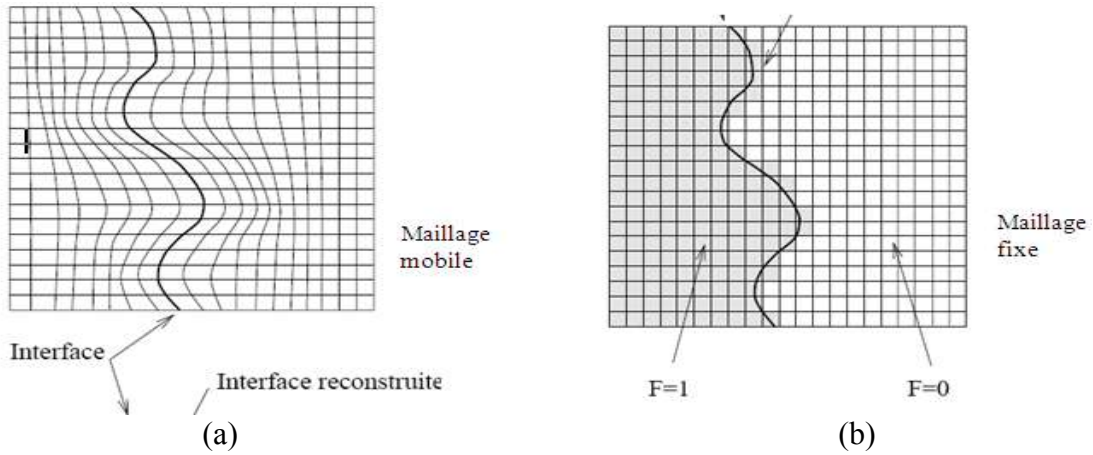


Figure II.2. Présentation des méthodes de calcul d'interface. a) méthode Lagrangienne, b) méthode Eulérienne, (Ramaswamy et Kawahara., 1987).

- Méthode Lagrangienne (maillage mobil) : consiste a 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. Ce la nécessite un maillage adaptatif 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 à un maillage évolutif, de raffiner localement pour améliorer la précision des phénomènes liés à l'interface. Les inconvénients de cette méthodologie résident dans le cout et le temps de calcul nécessaire à la reconstruction de l'interface et des conditions limites du système à chaque pas de temps. De plus, cette méthodologie n'est pas bien adaptée aux problèmes de rupture de fluide que l'on rencontre par exemple lors du splash qui génère des gouttes secondaires.
- Méthodes Eulérienne (maillage fixe) : Elle consiste à discrétiser les équations sur le domaine entier qui englobe les deux fluides. Les conditions limites sont externes et n'ont pas de lien avec l'interface entre les deux fluides. L'avantage de cette méthode est de s'adapter parfaitement au maillage cartésien uniforme fixe, elle est donc moins couteuse que la précédente. De plus, les phénomènes de rupture d'interface ne ce posent pas de problème de structure dans ce type de méthodologie. Des simulations numériques ont été réalisées grâces à ce principe sur l'impact séquentiel de deux gouttes, la seconde s'écrasant sur une lamelle stabilisée formée par la première (Ghafouri-Azar et al., 2002). Ce pendant, de part sa nature, cette méthode nécessite de déterminer la position et la géométrie de l'interface, grâce à l'équation couleur.

Les écoulements considérés dans cette étude mettent en présence deux fluides non miscibles. Il existe donc une interface de discontinuité qui sépare ces deux fluides newtoniens Incompressibles (ou newtoniens généralisés incompressibles). L'interface est reconstruite à partir du changement des propriétés physiques. Un des inconvénients de la méthode vient du non connaissance explicite de la position de l'interface. On retrouve pour ces méthodes eulériennes deux grandes familles, les méthodes de suivi de front et les méthodes de suivi en volume, plus Communément appelées méthodes VOF, qui nous intéressent ici. Où On trouve principalement deux méthodes pour résoudre l'équation de transport de la fonction couleur, une méthode avec reconstruction d'interface et l'autre sans reconstruction d'interface.

II.1.3.1 Méthodes de suivi de front

Il existe différentes méthodes pour marquer l'interface :

II.1.3.1.a Marqueurs de surface

(Daly., 1969) présente une méthode pour suivre une interface sur un maillage fixe : cette méthode permet de suivre la surface libre en marquant l'interface avec des

particules sans masse. Le champ de vitesses local est alors utilisé pour advecter ces traceurs par une méthode lagrangienne classique (figure II. .a)

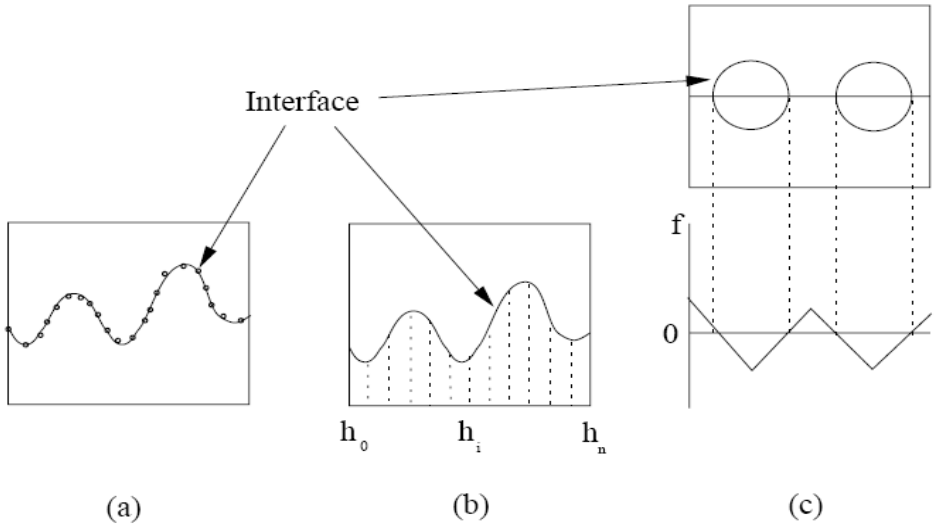


Figure II.3. Différentes méthodes de suivi de front
a) marqueur de surface, b) fonction de hauteur, c) méthode de ligne de niveau, (Daly., 1969).

II.1.3.1.b Fonction de hauteur

(Nocholas et al., 1997) ont étendu l'idée de marqueur en reliant les points de l'interface à des points présents sur un plan de référence. La position de l'interface est alors donnée par une fonction de hauteur (figure II. 3.b). La limitation majeure de cette méthode est que chaque coordonnée ne peut représenter qu'une seule hauteur. Il n'est donc pas possible de représenter des interfaces complexes.

II.1.3.1.c Méthodes de ligne de niveau ("level set")

Cette méthode utilise la fonction de phase comme la distance par rapport à l'interface (Osher et Sethian., 1988). Cette méthode a été introduite par (Osher et Sethian., 1988), elle représente l'interface comme une ligne de niveau d'une fonction φ en fonction du temps et de l'espace. L'évolution au cours du temps de la fonction φ est régie par l'équation parabolique :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + u.\nabla \emptyset = 0 \qquad \text{(II.15)}$$

Où *u* est la vitesse du fluide.

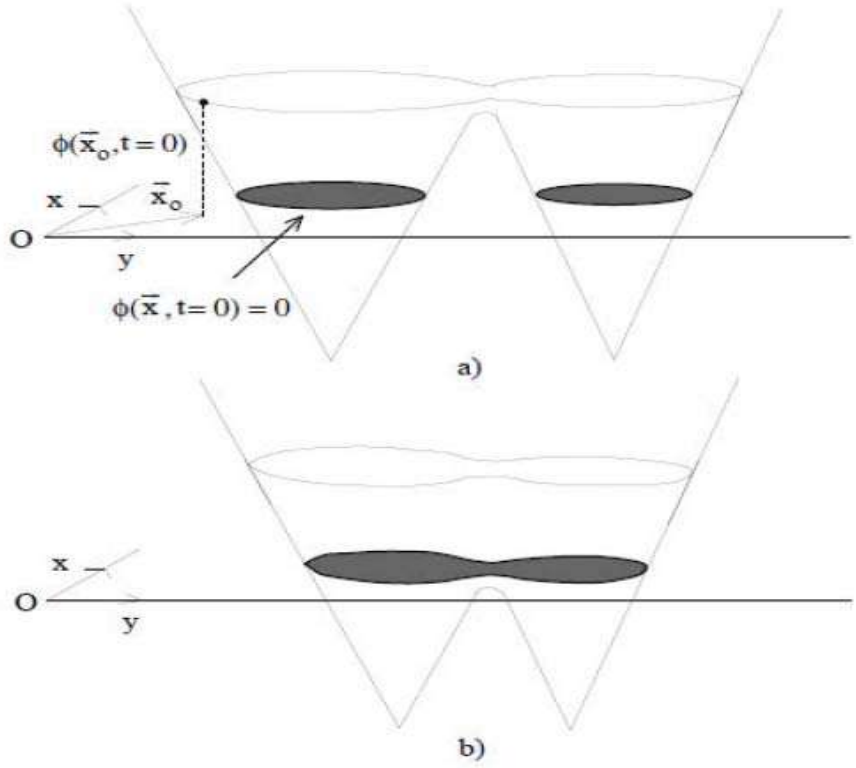


Figure II.4. Changement de topologie de l'interface dans "level set", (Osher et Sethian., 1988 ; Gueyfrer, 2000).

Les interfaces sont définies par la fonction φ. a) t = 0. En gris, deux sous domaines non connexes, b) t=Δt, la topologie a changé. Il n'existe plus qu'une seule interface et un seul domaine connexe (Gueyfrer, 2000). L'avantage de cette dernière méthode est d'être facilement généralisable au cas tridimensionnel, et aussi aux changements de topologie et les reconnexions d'interfaces s'effectuent de façon automatique, (Figure II.4) (Gueyfrer, 2000). L'inconvénient de cette méthode est qu'elle ne conserve pas bien la masse.

II.1.3.2 Méthodes de suivi de volume

Dans les méthodes de suivi de volume, le fluide est utilisé comme marqueur en utilisant une fonction de présence.

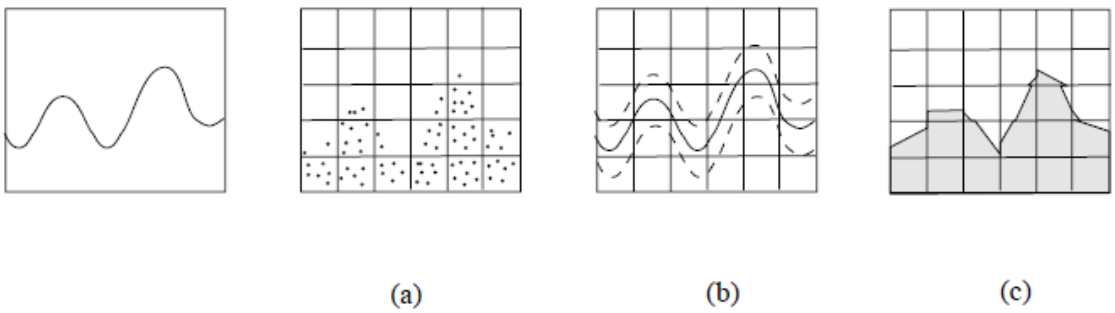


Figure II.5. Différentes méthodes de suivi de volume appliquées à une interface quelconque : (a) Méthode MAC, (b) schéma TVD et (c) Méthode VOF d'ordre 2, (Harlow et Welsh., 1965 ; Harlow et Shannon., 1967).

II.1.3.2.a Méthode de marqueur de volume

C'est la première approche, a été introduite par (Harlow et Welsh., 1965), elle est dite MAC "Marker and Cells", elle utilise des points virtuels pour marquer toute une région qui ne contient qu'un seul fluide. Les points marqueurs sont transportés de façon passive par l'écoulement, en général à l'aide d'une méthode lagrangienne. Cette méthode MAC est historiquement la première à avoir permis l'étude des écoulements à surface libre complexe tels que l'impact d'une goutte sur un film liquide (Harlow et Shannon., 1967). La difficulté de ces méthodes tient à ce qu'il faut constamment redistribuer les points marqueurs dans les régions où l'écoulement a provoqué leur dispersion afin de conserver une bonne précision dans le calcul. Il est ainsi nécessaire de stocker les coordonnées de chacun des points marqueurs, ce qui en limite le nombre. Il est difficile avec ces méthodes de reconnecter les interfaces de façon automatique. Les algorithmes de redistribution des points marqueurs qui assurent la rupture ou la coalescence des interfaces peuvent être complexes.

II.1.3.2.b Méthode Volume de Fluide VOF (Volume Of Fluid)

(Zaleski et Succi., 1995 ; Gueyffier et al., 1999) utilise la fonction de phase comme la fraction volumique d'un fluide par rapport à l'autre (Hirt et Nicholls., 1981). La fraction volumique dans la cellule (i, j) est définie par :

$$c_{i,j} = \left(\frac{1}{h}\right)^2 \iint_{o\,o}^{h\,h} X(x,y)\,dx.\,dy \qquad \text{(II.16)}$$

0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
0.00	0.00	0.00	0.01	0.32	0.00
0.00	0.42	0.01	0.45	0.82	0.01
0.48	1.00	0.46	0.89	1.00	0.88
1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00

Figure II.6. Fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret, (Vincent, 1999).

Où X (x, y) est la fonction caractéristique, elle est égale 1 dans un fluide et 0 dans l'autre. Dans chacune des cellules contenant uniquement du fluide 1 ou uniquement du fluide 2, la fraction volumique est égale respectivement à 1 ou 0. Par contre dans les cellules traversées par l'interface, la fraction volumique est strictement comprise entre zéro et un. Il est nécessaire de déterminer la position de l'interface à chaque instant à partir du champ de fraction volumique pendant l'étape de reconstruction de l'interface.

II.1.3.2.b.1 VOF-PLIC ou VOF-CIAM (reconstruction d'interface)

La fonction couleur C représente le volume de fluide occupé dans chaque cellule de calcul. Si la fraction volumique dans une cellule est comprise entre 0 et 1, cela signifie que l'interface est située dans cette cellule, et que l'on connaît la part de volume occupée par le fluide. La résolution de l'équation de transport sur C se fait en positionnant l'interface puis en l'advection à partir des caractéristiques de l'écoulement (Youngs., 1982).

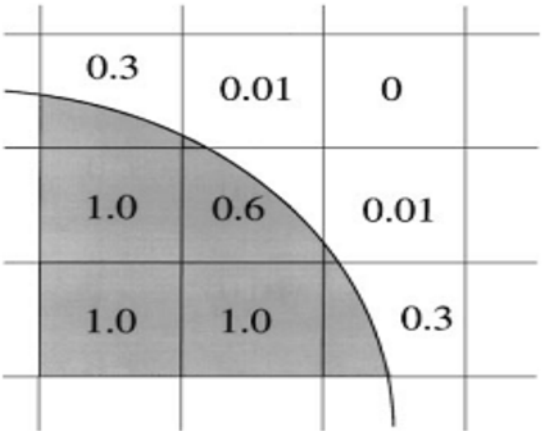


Figure II.7. Exemple de fraction volumique associée à une interface sur un maillage discret, (Gueyffier et al., 1999).

La méthode de reconstruction par calcul de l'interface affine par morceaux, appelée méthode VOF-CIAM en français ou VOF-PLIC en anglais (Piecewise Linear interface Calculation), se décompose en trois phases : la reconstruction de l'interface (orientation de la normale et positionnement dans la cellule), le transport lagrangien de l'interface et le calcul de la nouvelle fraction volumique. L'interface est alors approchée par un segment (pour les cas 2-D) ou par un plan (pour les cas 3-D).

La reconstruction de l'interface est basée sur le fait que la surface plane contenue dans une cellule est complètement déterminée par la normale à l'interface et la fraction volumique de la cellule étudiée. L'orientation de la normale est tout d'abord estimée à partir du gradient de la fraction volumique, ce qui revient, en 2-D, à une approximation par différences finies à 9 points. Une fois la normale orientée, on peut alors positionner l'interface, à l'aide de la fraction volumique. Il faut pour cela, trouver une parallèle à la droite définie par la normale qui permet de positionner le segment donnant la fraction volumique correcte.

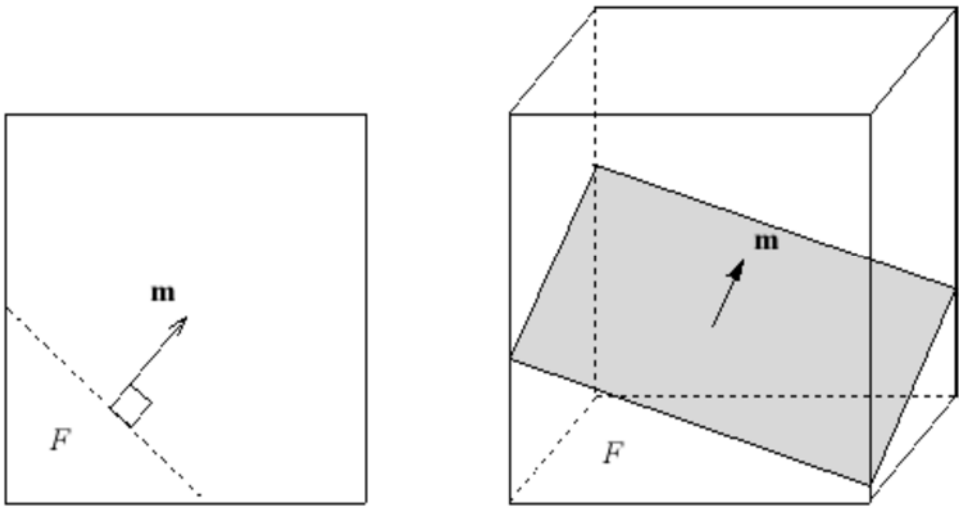


Figure II.8. Positionnement de l'interface en fonction de son orientation et de la fraction volumique, (Briel et Getzel. 2009).

L'inconvénient de cette méthode est que les segments ainsi calculés ne sont pas raccordés aux segments des cellules voisines. Il est possible d'imposer la continuité de l'interface mais au détriment de l'avantage principal des méthodes VOF qui est la conservation du volume.

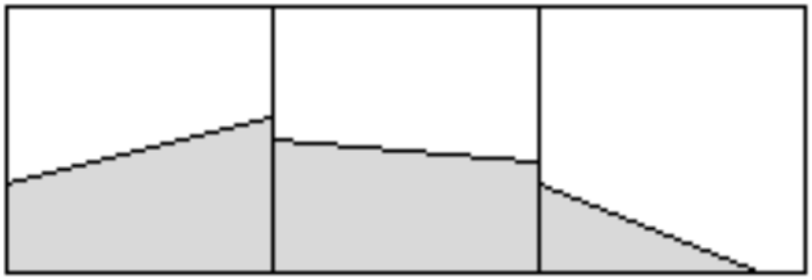


Figure II.9. Exemple de reconstruction d'interface sans raccordement des segments, (Briel et Getzel. 2009).

Enfin on peut advecter l'interface, chaque point de l'interface se déplaçant à une vitesse dont chaque composante est issue de l'interpolation linéaire sur les côtés de la cellule (entre 0 et h). L'utilisation d'une condition de C.F.L.=0.5 permet de limiter le pas de temps pour que l'interface se déplace au maximum d'une demi-maille. Une fois l'interface déplacée, on peut enfin calculer la nouvelle fraction volumique dans la maille, et passer au pas de temps suivant.

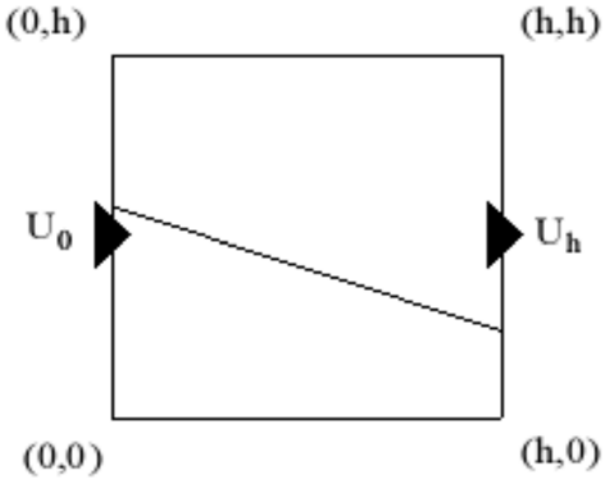


Figure II.10. Advection des segments représentant l'interface, (Briel et Getzel. 2009).

II.1.3.2.b.2 TVD (sans reconstruction d'interface)

Cette méthode fait partie elle aussi des méthodes V.O.F, puisqu'elle est basée sur la fonction couleur, advectée dans l'écoulement. Cette fois-ci, il n'y a pas de reconstruction explicite de l'interface, l'interface entre les deux milieux étant simplement repérée par la discontinuité de C, entre 0 et 1. Dans la pratique, la surface est caractérisée par C = 0.5.

Un schéma classique de type UPWIND par exemple sera trop diffusif et la discontinuité va s'estomper; Des schémas d'ordre plus élevé ne permettent pas pour autant de mieux résoudre ce problème, la forte discontinuité à l'interface donnant des oscillations numériques trop importantes; Les schémas Total Variation Diminuant (TVD) permettent une bonne reproduction du transport d'une discontinuité telle que l'interface entre les deux fluides. Le nombre d'oscillations est limité, et la diffusion numérique de la discontinuité est limitée aux trois cellules voisines de l'interface.

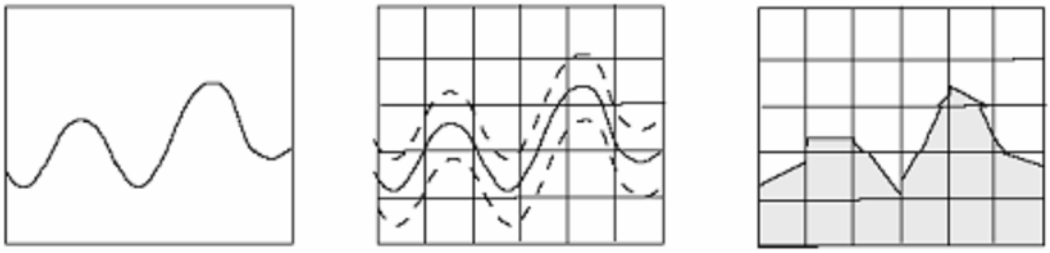


Figure II.11. Différentes méthodes de suivi d'interface : **(a)** méthode VOF-TVD, **(b)** méthode VOF-PLIC, (Vincent, 1999).

Ces schémas de discrétisation sont détaillés par (Vincent, 1999). La simulation de la propagation d'une fonction échelon met en évidence la capacité du schéma TVD à résoudre le transport d'une fonction présentant une forte discontinuité. Là où des schémas classiques de type "upwind" sont trop diffusifs et où des schémas d'ordre plus élevés donnent de fortes oscillations.

II.2 Modèle thermique

Les modèles de transfert thermique unidimensionnel couplés aux modèles qui décrivent l'étalement de la matière sur le substrat traite le refroidissement et la solidification des lamelles comme un problème uniquement thermique. Ce sont des modèles simples comparés aux modèles de l'écoulement de la phase fluide comme ceux développés par (Pasandideh-Fard et al., 2002) qui traitent la formation des lamelles de façon très élargie pour prédire leurs morphologies, ainsi que l' effet des différents paramètres sur cette dernière.

Ce paragraphe est consacré pour les modèles thermiques nécessaires à l'étude du phénomène couplé, de l'étalement et la solidification de particules, métallique ou céramique, lors d'un procédé de projection thermique.

II.2.1Transfert de chaleur avec changement de phase

Les premières publications sur le changement de phase remontent à Stefan (Ben ettouil, 2008). C'est pourquoi la dénomination « problème de Stefan » pour un problème de changement de phase est toujours utilisée même pour des formulations plus complexes que le problème initial. Dans le problème de Stefan, le changement de phase est considéré une transformation isotherme instantanée. Depuis une vingtaine d'année, de multiples méthodes numériques ont été proposées dans la littérature pour résoudre le problème de Stefan (Makhlouf, 2008). En générale, ces méthodes cherchent à approcher la position du front de solidification /fusion au cours du temps, et se divisent alors en deux catégories principales :

- **Méthodes à grille mobile ou déformable :** aussi appelées méthodes de suivi de front (front tracking).
- **Méthodes à grille spatiale fixe :** qui regroupent par exemple la méthode de la chaleur spécifique équivalente, la méthode de la source de chaleur fictive et la méthode d'enthalpie.

II.2.1.1 Méthode à grille mobile (Méthode de suivi de front)

Les méthodes à maillage déformable se fondent sur la formulation classique de Stefan définie de la manière suivante (Ben Ettouil et al., 2007) :

Dans le domaine occupé par la phase liquide l :

$$\rho_l c_{pl} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla.(\lambda_l \nabla T) = 0 \qquad \text{(II.17)}$$

Dans le domaine occupé par la phase solide s

$$\rho_s c_{ps} \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla.(\lambda_s \nabla T) = 0 \qquad \text{(II.18)}$$

A l'interface liquide-solide $\Gamma(x,t)$

$$\rho L_f \vartheta_n = \lambda_s \frac{\partial T}{\partial n} - \lambda_l \frac{\partial T}{\partial n} \quad \text{(II.19)}$$

Dans les équations ci- dessus, n représente la normale à l'interface. $\Gamma(x,t) = 0$. Et ϑ_n la composante normale de la vitesse de déplacement de l'interface Liquide/Solide. La formulation par élément finie d'un tel problème fait alors appel à des techniques de maillage évolutif. Le maillage est régénéré à chaque instant afin qu'une de ses lignes (ou surface) se superpose à ce front. Parmi ces méthodes, on citera celles qui utilisent des transformations de cordonnées pour résoudre le problème dans un espace de coordonnées à maillage régulier (Rappaz et al., 2003).

Dans le cadre de résolution des problèmes de fusion/solidification (Lacroix., 1989 ; Rappaz et al., 2003 ; Makhlouf, 2008), ces méthodes ne s'appliquent qu'aux cas de changement de phase isotherme (corps purs) dans le cas contraire (aciers, alliages) l'interface solide-liquide n'est pas une surface de discontinuité franche, mais s'apparente alors, à l'échelle macroscopique, à une zone pâteuse ou coexistent les phases liquide et solide. Dans ce cas, les méthodes à maillage fixe sont préférables.

II.2.1.2 Méthode à grille fixe

Les méthodes à grille (maillage) fixe sont ondées sur une formulation d'enthalpie de l'équation de conservation de l'énergie, et utilisent la fraction liquide locale pour suivre le déplacement du front de solidification à travers le maillage statique.

II.2.1.2.1 Méthode d'enthalpie

La méthode d'enthalpie à maillage fixe est devenue un standard des modélisations des changements de phase liquide-solide. Elle a été décrite en détails, entre autres, par Voller et al. (Voller et al., 1990) sous ses différentes formes. Voller a, en outre, écrit cette méthode dans sa forme la plus utilisée jusqu'à aujourd'hui (Voller., 1990).

L'équation d'énergie est écrite à la fois dans la phase liquide et la phase solide, et pour déterminer la progression de l'interface Γ, le modèle de conduction prend en compte la chaleur latente. Cette formulation requiert un algorithme de suivi du front particulièrement fin.

La fonction d'enthalpie massique H(T) est introduite (Figure II.12).Elle inclut la chaleur latente par unité de masse Lf et est définie comme suit :

$$H(T) = \int_{T_{ref}}^{T} c_p(T)dT + f_l L_l \quad \text{(II.20)}$$

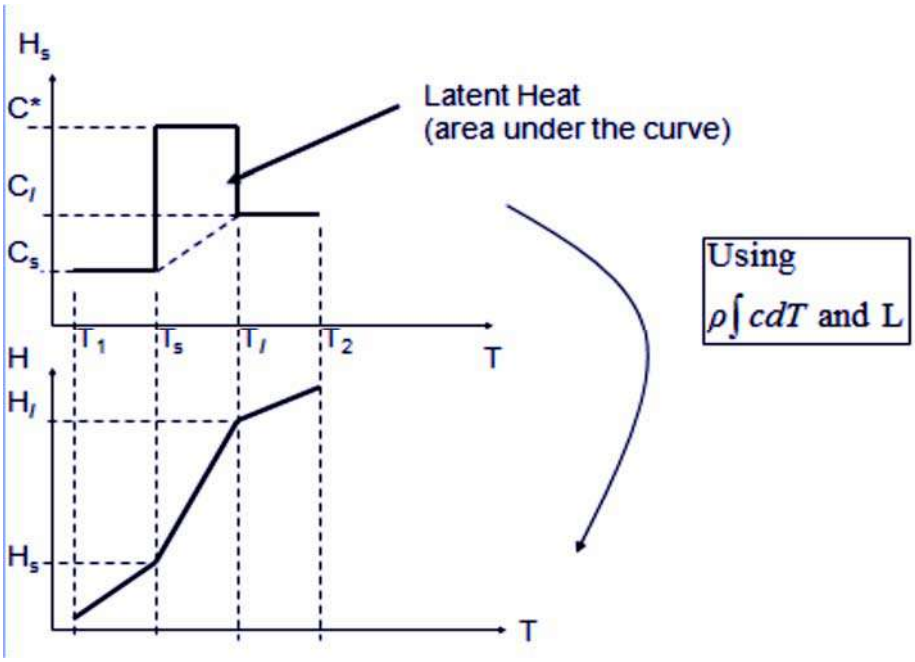


Figure II.12. Evolution de l'enthalpie en fonction de la température, (Rappaz et al., 2003).

La conservation de l'énergie s'exprime alors (Rappaz et al., 2003).

$$\rho\frac{\partial(H)}{\partial t}+\nabla.(\rho Hv)=\nabla.(\lambda\nabla T)+Q \qquad \text{(II.21)}$$

Qu'on peut réécrire, en utilisant la conservation de la masse, sous forme:

$$\rho\frac{\partial(H)}{\partial t}+\rho v.\nabla.H=\nabla.(\lambda\nabla T)+Q \qquad \text{(II.22)}$$

Soit encore en termes de température (Lacroix., 1989) :

$$\rho c_p\frac{\partial T}{\partial t}+\rho c_p v.\nabla.T=\nabla.(\lambda\nabla T)+Q+\rho L_f\frac{df_s}{dt} \qquad \text{(II.23)}$$

II.2.1.2.2 Méthode de la chaleur spécifique équivalente

La formulation en capacité calorifique équivalente consiste à prendre en compte la chaleur latente directement dans la capacité calorifique c_p (Rappaz et al., 2003). Ainsi, si le chemin de Solidification n'est fonction que de la température, on peut formellement définir une chaleur spécifique équivalente :

$$\frac{\partial\rho H}{\partial t}=\rho c_p.\frac{\partial T}{\partial t}-\rho L_f\frac{df_s}{dT}\frac{dT}{dt}=\rho c_p^{eq}\frac{\partial T}{\partial t} \qquad \text{(II.24)}$$

La chaleur spécifique équivalente c_p^{eq} est ainsi définie :

$$\rho c_p^{eq}=\rho c_p-\rho L_f\frac{df_s}{dT} \qquad \text{(II.25)}$$

Cette méthode permet d'exprimer le problème thermique en température, en résolvant:

$$(\rho c_p^{eq} \frac{\partial(T)}{\partial t} = \nabla.(\lambda \nabla T) + Q \qquad \text{(II.26)}$$

Le changement de phase est alors traité comme un non linéarité de propriétés physique.

II.2.2 Modèle thermique utilisé

Le modèle de transferts thermiques que nous avons adopté est basé sur une formulation à chaleur spécifique équivalente, d'un fluide en mouvement qui va permettre donc de contrôler les conversions d'énergie dans le système. Le modèle de transferts thermiques a chaleur spécifique équivalente convient particulièrement bien aux modèles à domaines fixes, puis qu'elle ne nécessite pas d'imposer explicitement la condition de changement de phase à l'interface solide-liquide. D'autre part, c'est aussi la formulation la plus adaptée à la résolution numérique des problèmes à changement de phase anisotherme.

$$\rho c_p^{ea} \left[\frac{\partial(T)}{\partial t} + (V.\nabla)T\right] = \nabla.(\lambda \nabla T) + Q \qquad \text{(II.27)}$$

II.3 Résolution numérique

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 (formation de splats), étalement et rebond ou éclatement (splashing). Quand il s'agit d'introduire le transfert 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 paramètres augmente significativement.

De plus les modèles de solidification utilisés jusqu'alors sont des modèles à l'équilibre (Sobolev., 1998) 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. Ce la nécessite un maillage adaptatif 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 à un maillage évolutif, de raffiner localement pour améliorer la précision des phénomènes liés à l'interface. Les inconvénients de cette méthodologie résident dans le cout et le temps de calcul nécessaire à la reconstruction de l'interface et des conditions limites du système à chaque pas de temps. De plus, cette méthodologie n'est pas bien adaptée aux

problèmes de rupture de fluide que l'on rencontre par exemple lors du splash qui génère des gouttes secondaires.

L'autre méthodologie est dite eulérienne. Elle consiste à discrétiser les équations sur le domaine entier qui englobe les deux fluides. Les conditions limites sont externes et n'ont pas de lien avec l'interface entre les deux fluides. L'avantage de cette méthode est de s'adapter parfaitement au maillage cartésien uniforme fixe, elle est donc moins couteuse que la précédente. De plus, les phénomènes de rupture d'interface ne ce posent pas de problème de structure dans ce type de méthodologie. Des simulations numériques ont été réalisées grâces à ce principe sur l'impact séquentiel de deux gouttes, la seconde s'écrasant sur une lamelle stabilisée formée par la première (Ghafouri-Azar et al., 2002) ; Ce pendant, 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) est utilisé pour suivre la surface libre du fluide, dans un domaine a 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 couplé à résoudre par la méthode eulérienne est le suivant :

$$\begin{cases} \nabla.\mathrm{u} = 0 \\ \frac{\partial \mathrm{C}}{\partial \mathrm{t}} + \mathrm{V}.\nabla \mathrm{C} = 0 \\ \rho\left[\frac{\partial(\rho \mathrm{u})}{\partial \mathrm{t}} + \nabla.(\rho \mathrm{uu})\right] = -\nabla \mathrm{p} + \rho \mathrm{g} + \nabla.(\mu[\nabla \mathrm{u} + \nabla^{\mathrm{T}}\mathrm{u}]) - \sigma\nabla\left[\frac{\nabla \mathrm{C}}{\|\nabla \mathrm{C}\|}\right].\frac{\nabla \mathrm{C}}{\|\nabla \mathrm{C}\|} \\ \rho \mathrm{c}_{\mathrm{p}}^{\mathrm{ea}}\left[\frac{\partial(\mathrm{T})}{\partial \mathrm{t}} + (\mathrm{u}.\nabla)\mathrm{T}\right] = \nabla.(\lambda\nabla \mathrm{T}) + \mathrm{Q} \end{cases} \qquad \text{(II.28)}$$

Dans notre modèle, à chaque pas de temps, les caractéristiques physiques des matériaux (conductivité thermique et chaleur spécifique) sont en fonction de la température mais la viscosité dynamique et la densité sont des constantes. Alors nous prenant en compte la variation dans la phase pâteuse, par le recalcule en fonction de la variation de température, ainsi que la position spatiale par la fonction couleur :

$\mathrm{Var_i} = \mathrm{C}.\mathrm{Var_{goutte}} + (1 - \mathrm{C}).\mathrm{Var_{air}}$

Var correspond à la viscosité, la conductivité, etc.

II.4 Résolution des équations par éléments finis

II.4.1 Méthodes des éléments finis

La méthode des éléments finis est fondée sur deux idées principales : une méthode D'interpolation et une méthode vibrationnelle. Etant donnés un domaine continu et une fonction u solutions de L(u) = 0.

a) la méthode d'interpolation fournira une fonction proche de u construite`à partir d'un nombre finis de réels

b) la méthode vibrationnelle remplacera L(u) = 0 par un nombre fini d'équations.

Si l'on suppose la fonction approchée connue en un certain nombre de points de l'élément, elle est évaluée en n'importe quel point de l'élément par interpolation.
La restriction de la fonction approchée à un élément K (quadratique) du maillage, notée $\emptyset_h^k$, est de la forme (Ait moudid, 2007) :

$$\emptyset_h^k(x,y) = \sum_{i=1}^{Nk} \emptyset_i N_i(x,y) \quad \text{(II.29)}$$

Où $\emptyset_i$ désigne la valeur de la fonction approchée$\emptyset_h$au point $x_i$de coordonnées (x_i, y_i), N_i la fonction d'interpolation associée àx_i, N_k le nombre de fonctions utilisées pour l'élément K.
Les coefficients $\emptyset_i$ de cette combinaison linéaire sont les inconnues ou degré de liberté du problème discret. Les fonctions d'interpolation sont les fonctions de base d'un espace vectoriel de dimension finie Nh dans lesquels on cherche à priori la solution discrète $\emptyset_h$. Afin de déterminer les inconnus du problème discret, une méthode de résidus pondérés est utilisée : on minimise l'erreur commise est minimisée en remplaçant dans les équations aux dérivées partielles la fonction exacte par la fonction approchée. Pour cela, on projette l'erreur sur un espace de fonction$\emptyset_h$à préciser. La méthode de Galerkin est un cas particulier de la méthode des résidus pondérés, l'espace de projection est le même que l'espace d'approximation de la solution du problème, autrement dit $\emptyset_h = N_h$.

II.4.2 Mise en œuvre de la méthode des éléments finis

II.4.2.1 Formulation variationnelle forte

La formulation forte d'un problème aux conditions aux limites s'écrit alors comme suit de Trouver u(x) *u(x)* espace des solutions U_S telles que (Patru, 2005 ; Vincent, 2007) :

$$\mathcal{L}(u) - \mathcal{F} = 0 \ \forall x \in \Omega \ B(u) = u_0 \ \forall x \in \Gamma_{u0} \quad \text{(II.30)}$$

On note que l'espace Us dans lequel nous recherchons la fonction u, doit être défini judicieusement.

II.4.2.2 Formulation variationelle faible

La formulation variationnelle faible peut être obtenue par les étapes suivantes :

1. Approcher la solution u, partout dans le domaine Ω, par $\tilde{u}$ tel que (Pironneau, 1988 ; Ait moudid, 2007):

$$\tilde{u} = \sum_{i=1}^{n} N_i \tilde{u}_i \quad \text{(II.31)}$$

Où $N_i = N_i(x, y)$ désignent les fonctions de forme et $\tilde{u}_i$ des valeurs nodales indéterminées.

2. Introduire (II.31) dans (II.30) il en résulte une erreur ou un résidu ε tel que :

$$\varepsilon = \mathcal{L}(\tilde{u}) - \mathcal{F} \neq 0 \quad \text{(II.32)}$$

3. Obtenir une valeur nulle de ε en introduisant une fonction de point arbitraire W tel que

$$\int_{\Omega} W_k(\mathcal{L}(\tilde{u}) - \mathcal{F})d\Omega = 0, k = 1,2,..N \quad \text{(II.33)}$$

Où N Nombre d'inconnues indépendants du système (II.30). En formulation de Galerkine les fonctions tests sont assimilées aux fonctions de forme. On pose :

$$W_k = N_k \Longrightarrow \int_{\Omega} N_k . \mathcal{L}(\sum_{i=1}^{n} N_i \tilde{u}_i)d\Omega = 0 \quad \text{(II.34)}$$

On dit que $u \in H_0^1(\Omega)$ est une solution faible de (II.33) si :

$$\forall v \in H_0^1(\Omega): a(\tilde{u}, v) = \int_{\Omega} f\, v\, d\Omega \quad \text{(II.35)}$$

$a(\tilde{u}, v)$ est la forme bilinéaire associée à $\mathcal{L}$ Soit Ω un ouvert borné de R^d et $\partial\Omega$ est régulier. On Considère alors le problème :

$$Lu = 0 \text{ sur } \Omega \text{ et } u = 0 \text{ sur } \partial\Omega \quad \text{(II.36)}$$

II.4.3 Forme généralisée des équations du système et discrétisation (Manual of Ansys. 2011)

Les équations du système sont écrites sous la forme généralisée suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_{\emptyset}\emptyset) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho V_x C_{\emptyset}\emptyset) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho V_y C_{\emptyset}\emptyset) = \frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\emptyset}\frac{\partial \emptyset}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\emptyset}\frac{\partial \emptyset}{\partial y}\right) + S_{\emptyset} \quad \text{(II.37)}$$

Où $\emptyset$: Variable généralisée. $C_{\emptyset}$: Coefficient d'advection transitoire. $\Gamma_{\emptyset}$: Coefficient de diffusion. $S_{\emptyset}$: Terme source.
Le tableau II.1 regroupe les expressions des différents termes dans les différentes équations du système.

Tableau II.1. Expression des coefficients d'échange et des termes sources pour les différentes variables, (Manual of Ansys. 2011).

Variable $\emptyset$	Coefficient d'advection $C_{\emptyset}$	Diffusivité $\Gamma_{\emptyset}$	Terme source $S_{\emptyset}$
V_x	1	μ	$-\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial V}{\partial y}\right) - \sigma\nabla\left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right).\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}$
V_y	1	μ	$-\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}\left(\mu\frac{\partial U}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(\mu\frac{\partial V}{\partial y}\right) - \sigma\nabla\left(\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}\right).\frac{\nabla C}{\|\nabla C\|}$
T	1	$\frac{K}{\rho C^e}$	$\frac{Q}{\rho C^e}$
ρ	1	0	0

La discrétisation de ces équations permet de convertir les équations aux dérivées partielles en équations algébriques qui sont alors résolues par les méthodes numériques traditionnelles. Le procédé de discrétisation par EF consiste à écrire,

après intégration, l'équation généralisée, sous forme matricielle élémentaire (Diez et Smith., 1993).

$$\left(\left[A_e^{transient}\right] + \left[A_e^{advection}\right] + \left[A_e^{diffusion}\right]\right)\{\emptyset_e\} = \{S_e^{\emptyset}\} \quad \text{(II.38)}$$

Pour les intégrales élémentaire, La méthode Galerkin des résiduels pesés est employé.

II.4.3.1 Terme temporelle

Le premier des contributions de la matrice élémentaire est le terme de transition. Sa forme générale est simplement (Vincent, 2007):

$$\left[A_e^{transient}\right] = \int W^e \frac{(\partial \rho c_\emptyset \emptyset)^e}{\partial t} d(vol) \quad \text{(II.39)}$$

Avec W^e : La fonction pesante pour l'élément, qui est également la fonction de forme. Pour le nœud i:

$$\int W_i^e \frac{(\partial \rho c_\emptyset \emptyset)^e}{\partial t} d(vol) = \int W_i^e \rho c_\emptyset W_j^e \, d(vol) \frac{\partial \emptyset_j^e}{\partial t} + \int W_i^e \frac{\partial \rho c_\emptyset \emptyset_j^e}{\partial t} W_j^e \, d(vol) \emptyset_j^e \quad \text{(II.40)}$$

Les indices inférieurs i et j indiquent le nombre de nœud. Si la deuxième partie de l'équation (II.39) est négligée, la matrice de masse peut être exprimée comme :

$$M_{ij} = \int W_i^e \rho c_\emptyset W_j^e \, d(vol) \quad \text{(II.41)}$$

Si l'approximation localisée de masse est employée.

$$M_{ij} = \delta_{ij} \int W_i^e \rho c_\emptyset \, d(vol) \quad \text{(II.42)}$$

Où δ_{ij} =delta de Kronecker (0 si i ≠ j, 1 si i = j)

Il y a deux méthodes d'intégration temporelles : Newmark et (backward difference) différence en arrière.

La méthode d'intégration de temps de Newmark ou, la formulation implicite de base nodale, exprime l'étape de temps courant comme la nième étape de fois et l'expression comporte les résultats précédents d'une étape de temps.

$$(\rho\emptyset)_n = (\rho\emptyset)_{n-1} + \Delta t \left(\delta \left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right)_n + (1-\delta)\left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right)_{n-1}\right) \quad \text{(II.43)}$$

Où δ : Coefficient d'intégration en temps pour la méthode Newmark.

L'équation II.42 est écrite comme suite :

$$\left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right)_n = \frac{1}{\Delta t \delta}(\rho\emptyset)_n - \frac{1}{\Delta t \delta}(\rho\emptyset)_{n-1} + \left(1 - \frac{1}{\delta}\right)\left(\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t}\right)_{n-1} \quad \text{(II.44)}$$

Pour la méthode de différence en arrière, l'étape de temps courant est la nième étape de fois et l'expression comporte les deux résultats précédents d'étape de temps.

$$\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t} = \frac{(\rho\emptyset)_{n-2}}{2\Delta t} - \frac{4(\rho\emptyset)_{n-1}}{2\Delta t} + \frac{3(\rho\emptyset)_{n}}{2\Delta t} \qquad \text{(II.45)}$$

Pour la méthode (VOF) l'équation ci-dessus est modifiée lorsque les résultats à une étape précédente de temps sont nécessaires :

$$\frac{\partial(\rho\emptyset)}{\partial t} = \frac{(\rho\emptyset)_{n}}{\Delta t} - \frac{(\rho\emptyset)_{n-1}}{\Delta t} \qquad \text{(II.46)}$$

L'arrangement de premier ordre ci-dessus de différence de temps est choisi pour être conformé à l'algorithme courant d'advection de VOF. La nième étape de fois produit une contribution à la diagonale de la matrice élémentaire, alors que les dérivés de l'étape précédente de temps forment des contributions au terme source.

II.4.3.2 Terme d'advection

Il ya trois approches pour la discrétisation du terme d'advection. L'approche dite ligne de courant monotone upwind (MSU), La ligne profilée upwind/Petro-Galerkin (SUPG), et les approches colloquées de Galerkin (COLG).

II.4.3.2.1 Monotone Streamline Upwind Approach (MSU)

Le terme d'advection est manipulé par une approche de ligne de courant monotone basée sur l'idée que le transport pur d'advection est le long des lignes caractéristiques. Il est utile de penser à la formulation de transport d'advection en termes de quantité étant transportée dans un domaine connu de vitesse. (Voir Le Schéma II.13): "l'Aproche des ligne de courant D'Upwind".

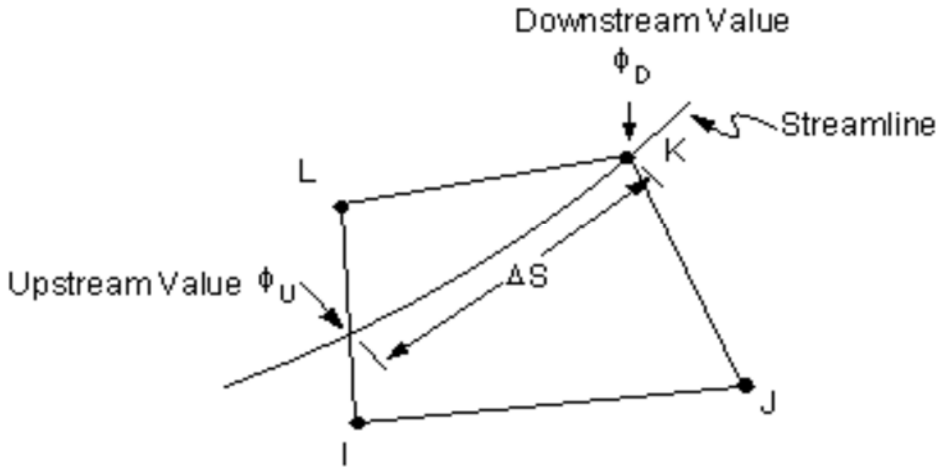


Figure II.13. Approche de ligne de courant d'Upwind, (Manual of Ansys. 2011).

Le champ de vitesse lui-même peut être envisagé partout comme ensemble de tangente de lignes profilées aux vecteurs de vitesse. Les limites d'advection peuvent donc être exprimées en termes de vitesses aérodynamiques.

Dans le transport pur d'advection, on suppose qu'aucun transfert ne se produit à travers les lignes caractéristiques, c'est-à-dire, tout le transfert se produit le long des lignes profilées. Par conséquent on peut supposer que le terme d'advection, s'écrit (Manual of Ansys. 2011) :

$$\frac{\partial(\rho C_{\emptyset} V_x \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho C_{\emptyset} V_y \emptyset)}{\partial y} = \frac{\partial(\rho C_{\emptyset} V_s \emptyset)}{\partial s} \tag{II.47}$$

Une fois exprimé le long d'une ligne profilée, et donc constant dans tout l'élément, on peut écrire :

$$\left[A_e^{advection}\right] = \frac{d(\rho C_{\emptyset} V_s \emptyset)}{ds} \int W^e d(vol) \tag{II.48}$$

Cette formulation est faite pour chaque élément, dont chacun aura seulement un nœud qui obtient des contributions de l'intérieur de l'élément. Le dérivé est calculé en utilisant une différence simple :

$$\frac{d(\rho C_{\emptyset} V_s)}{ds} = \frac{(\rho C_{\emptyset} V_s \emptyset)_U - (\rho C_{\emptyset} V_s \emptyset)_D}{\Delta s} \tag{II.49}$$

Où : D = Indice de la valeur au niveau du nœud aval. U = indice de la valeur prise à l'endroit où la rationalisation dans le nœud sous le vent pénètre dans l'élément. Δs = la distance du point situé en amant et à l'aval du nœud. La valeur à l'endroit ascendant est inconnue mais peut être exprimée en termes de valeurs nodales inconnues qu'il est entre l'amont et l'aval. (Voir le schéma (II.13)). Le processus consiste à cycler par tous pour l'élément et identifier les nœuds arrière. Le calcul effectué est basé sur les vitesses, pour voir d'où elle est venue la ligne profilée dans le nœud. Des facteurs pesants sont calculés, basé sur la proximité de l'endroit d'upwind aux nœuds voisins.

II.4.3.2.2 Méthode SUPG (Stream line Upwind/Petro-Galerkin)

L'approche de SUPG se compose d'une discrétisation de Galerkin du terme d'advection et d'un additionnel de diffusion-un terme de perturbation qui agit seulement dans la direction d'advection (Manual of Ansys. 2011) :

$$\begin{aligned}\left[A_e^{advection}\right] = & \int W^e \left\{\frac{\partial(\rho V_x C_{\emptyset} \emptyset)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho V_y C_{\emptyset} \emptyset)}{\partial y}\right\} d(vol) \\ & + C_{2\tau} \int \frac{Zh}{2U_{max}^e} \left\{\frac{V_x^e \partial W^e}{\partial x} + \frac{V_y^e \partial W^e}{\partial y}\right\} \left\{\frac{V_x^e \partial(\rho c_{\emptyset} \emptyset)}{\partial x} + \frac{V_y^e \partial(\rho c_{\emptyset} \emptyset)}{\partial y}\right\} d(vol)\end{aligned} \tag{II.50}$$

Où:

$C_{2\tau}$ = coefficient global réglé à 1,0. h = longueur d'élément le long de la direction d'advection.

$$U_{max}=\sqrt{V_x^2+V_y^2}$$

$$Z=\begin{cases}1 & \text{si o} \le \text{pe} < 3\\ \text{pe} & \\ \overline{3} & \text{si pe} \le 3\end{cases}$$

$$\text{pe}=\frac{\rho c_{\emptyset} U_{max} h}{2\Gamma_{\phi}}=\text{nombre de peclet}$$

Il est clair que pour l'approche de SUPG la maille est raffinée, les termes de perturbation tendent à zéro et la formulation de Galerkin approche à l'exactitude du second degré.et donc le terme de perturbation fournit la stabilité nécessaire qui est absente dans la discrétisation pure de Galerkin.

II.4.3.2.3 Approche Colloquée De Galerkin (COLG)

L'approche de COLG emploie le même arrangement de discrétisation avec l'approche de SUPG avec un concept colloqué. Dans cet arrangement, un deuxième ensemble de vitesses, (les vitesses nodales élément-élément-based) qui sont faites pour satisfaire l'équation de continuité, tandis que les vitesses traditionnelles sont faites pour satisfaire les équations de quantité de mouvement (Manual of Ansys. 2011).

$$[A_e^{advection}]=\int W^e\left\{\frac{\partial(\rho V_x C_{\emptyset}\emptyset)}{\partial x}+\frac{\partial(\rho V_y C_{\emptyset}\emptyset)}{\partial y}\right\}d(vol) + C_{2\tau}\int\frac{Zh}{2U_{max}^e}\left\{\frac{V_x^e\,\partial W^e}{\partial x}+\frac{V_y^e\,\partial W^e}{\partial y}\right\}\left\{\frac{V_x^e\,\partial(\rho c_{\emptyset}\emptyset)}{\partial x}+\frac{V_y^e\,\partial(\rho c_{\emptyset}\emptyset)}{\partial y}\right\}d(vol) \quad (II.51)$$

Dans cette approche, l'équation de pression est dérivée à partir des vitesses nodales (élément- element-based), et elle est généralement asymétrique. La conservation exacte soit préservée même sur les mailles brutes.

II.4.3.3 Terme de Diffusion

L'expression pour les termes de diffusion vient d'une intégration au-dessus du domaine de problème après la multiplication par la fonction pesante (Manual of Ansys. 2011).

$$\text{Diffusion contribution}=\int W^e\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\emptyset}\frac{\partial\emptyset}{\partial x}\right)d(vol)+\int W^e\frac{\partial}{\partial y}\left(\Gamma_{\emptyset}\frac{\partial\emptyset}{\partial y}\right)d(vol) \quad (II.52)$$

Toutes les variables en x ou y sont traitées de mode semblable. Par conséquent, l'illustration est avec le terme dans la direction de x. Une intégration par partie est appliquée (Manual of Ansys. 2011) :

$$\int W^e\frac{\partial}{\partial x}\left(\Gamma_{\emptyset}\frac{\partial\emptyset}{\partial x}\right)d(vol)=\int\frac{\partial W^e}{\partial x}\Gamma_{\emptyset}\frac{\partial\emptyset}{\partial x}d(vol) \quad (II.53)$$

Une fois que la dérivé du φ est remplacé par les valeurs nodales et les dérivés de peser fonctionnent, les valeurs nodales seront enlevées des intégrales

$$\frac{\partial \emptyset}{\partial x} = W_x^e \emptyset \tag{II.54}$$

$$W_x^e = \frac{\partial W^e}{\partial x} \tag{II.55}$$

La matrice de diffusion peut maintenant être exprimée comme :

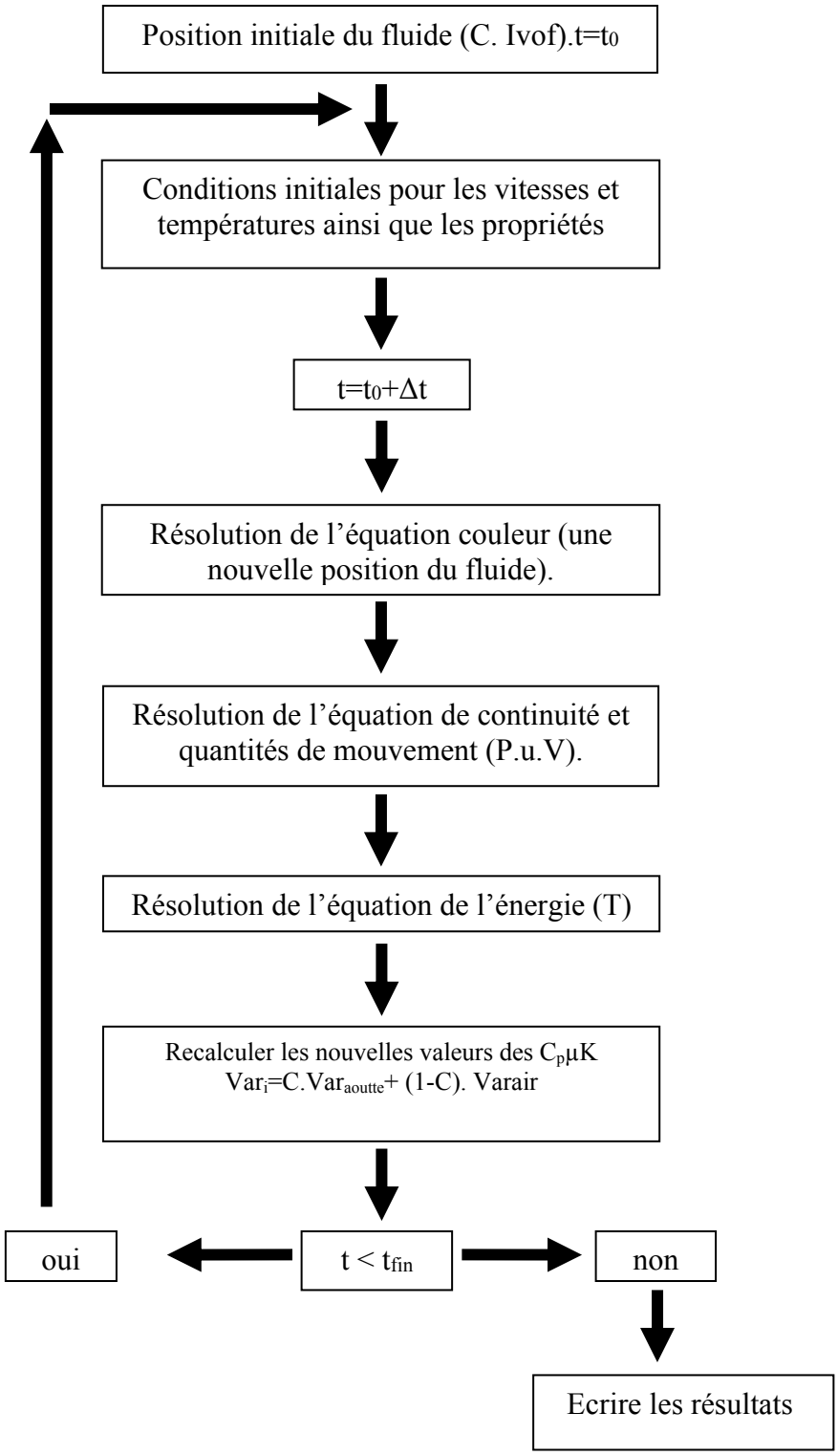
$$\left[A_e^{Diffusion}\right] = \int (W_x^e \Gamma_\emptyset W_x^e + W_x^e \Gamma_\emptyset W_x^e) d(vol) \tag{II.56}$$

II.4.3.4 Termes source

L'évaluation des termes de source se fait comme suite (Manual of Ansys. 2011) :

$$S_\emptyset^e = \int W^e S_\emptyset d(vol) \tag{II.57}$$

Finalement la figure II.14 schématise les étapes proposées pour résoudre le système dans le temps.



Figue II.14. Stratégie de calcul pour la résolution du système d'équation dans le temps, (Zirari, 2011).

Nous avons présenté, dans ce chapitre, tous d'abord, les formulations mathématiques du modèle dynamique et thermique utilisé dans cette étude. Ensuite, la résolution numérique du système d'équations. Et enfin, la discrétisation des équations effectuée à l'aide de la méthode des éléments finis.

Chapitre III : Résultats et discussion

III.1 Introduction

L'écrasement des particules préalablement chauffées et accélérées dans le plasma sur le substrat ou sur le film pré-déposé provoque leur étalement et leur solidification et forme des lamelles aussi appelées « splats » dont l'empilement conduit à la formation du dépôt. Les propriétés des couches formées sont fortement dépendantes des contacts splats -substrat et splats - splats. Les simulations numériques transitoires tridimensionnelles étant coûteuses en ressources informatiques, des simulations bidimensionnelles sont parfois adoptées. Ce fût notamment beaucoup le cas lors de l'émergence de la simulation du dépôt (Lewis et al., 1996 ; Donald Rolph et Bathe., 1982).

III.2 Etude de comportement d'une particule de Nickel totalement fondue

III.2.1 Description du domaine d'application

Ce travail concerne la formation des lamelles avec comme variable principale est l'état de surface du substrat ainsi que la température, dont l'objectif de comprendre et d'optimiser le comportement et l'étalement des particules. D'abord, nous avons validé l'impact de gouttes de nickel sur un substrat en acier inoxydable dont les mêmes conditions proposées par (Xue et al., 2006). Par la suite nous avons redimensionné le domaine de calcul ainsi que les conditions initiales telles que la vitesse d'impact et le diamètre de la goutte, pour simplifier la simulation. Le domaine de calcul est de 2.25 mm de largeur, 15 mm de longueur dans le substrat. Les splats ont été obtenus soit sur un substrat froid (sans préchauffage), soit sur un substrat chaud (préchauffé) à 360 °C.

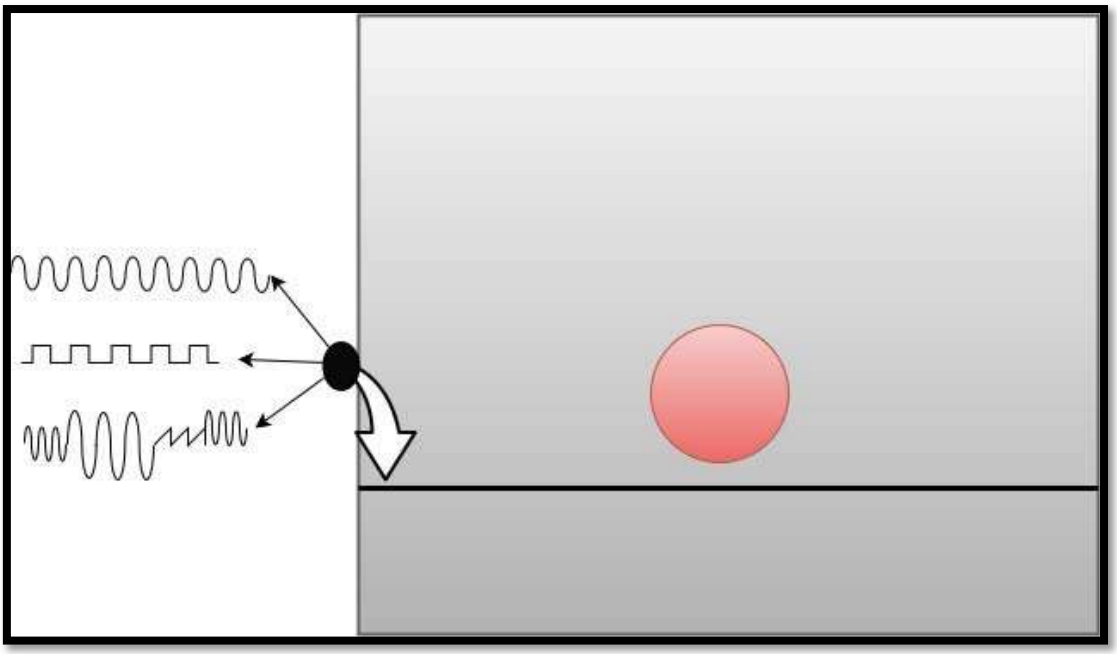


Figure III.1. Domaine physique de l'impact d'une goutte de nickel sur un substrat rugueux.

III.2.1.1 Matériaux utilisés

Dans cette étude numérique, nous nous sommes intéressés à des particules de Nickel fondues dans un jet plasma et projetées sur un substrat en acier inoxydable. Le choix des matériaux a été orienté par de nombreuses études déjà menées ou en cours dans les laboratoires, telle que les travaux simulés de (Xue et al., 2006), qui ont été consacrés à l'étude de formation d'une lamelle individuelle de Nickel sur un substrat rugueux en acier inoxydable ; et qui sera l'objet d'identification de nos résultats.

III.2.1.1.a Matériaux de projection

Le nickel pur est un métal gris-blanc, brillant, dur, à cassure fibreuse. Il est malléable, ductile et magnétique jusqu'à 353 ºC environ. Ses principales caractéristiques physiques sont résumées dans le tableau ci-après :

Tableau III.1. Caractéristiques physiques du nickel, (technique de l'ingénieur ; 2011).

Masse volumique [kg/m^3]	9800	-
Dureté Brinell à l'état recuit	85	Sous une charge de 3000Kg
Module d'Young à la température ordinaire [GPa]	210	-
Température de fusion [°C]	1454	-
Capacité thermique massique entre 0 et 100 ºC [J · kg^{-1} · K^{-1}]	460	-
Conductivité thermique à la température ordinaire [W. m^{-1} K^{-1}]	83.7	-
Résistivité [Ω · m]	Température [°C]	
	0	$7.\ 10^{-8}$
	20	$9.2.10^{-8}$
Coefficient de dilatation linéique entre 0 et 300 ºC (α) [K^{-1}]	$(1280+0.75t+0.0035t^2).10^{-8}$	

Le nickel, ainsi que le nombre de ses alliages tels les aciers inoxydables, résiste à la corrosion par les halogènes, les acides et les bases. Cette propriété est utilisée dans les différents usages des alliages ainsi que dans les revêtements protecteurs par nickelage.

III.2.1.1.b Acier inoxydable (le substrat)

L'acier Z2CN18-10 est un des aciers ternaires Fe-Cr-Ni, il appartient à la famille des aciers inoxydables austénitiques les plus utilisés dans l'industrie chimique. Il est désigné selon la norme américaine par AISI 304L. Ce type d'acier à des fractions massiques de chrome et de nickel comprises respectivement entre 18 et 20 % (Cr) et 8 et 10 % (Ni). Cet alliage est produit sous forme de tubes, de feuilles ou de plaques et il rentre principalement dans la constitution d'échangeurs de chaleur, d'évaporateurs ou dans des systèmes cryogéniques. Ses propriétés chimiques et mécaniques font de lui un acier résistant à la corrosion et à l'oxydation. Le procédé de projection plasma sollicité par des industries de hautes technologies ont intégré cet alliage dans ses applications.

III.2.2 Propriétés des matériaux

Les propriétés des matériaux utilisés dans les simulations de la projection thermique sont énumérées au Tableau III.2. Afin de simuler l'étalement de la goutte sur un substrat préchauffé, les conditions suivantes ont été considérées :

Nickel

- La température initiale de la gouttelette est 1654°C.
- La vitesse à la surface de substrat est nulle.
- Le pas de temps est 5.10^{-5} s.
- Le nombre d'itérations par étape était 20.
- La solution est faite en 2D.
- Le nombre total des nœuds est 24640 nœuds.

Tableau III.2. Propriétés thermo physique des matériaux utilisés, (Xue et al., 2006).

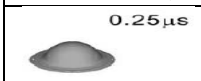
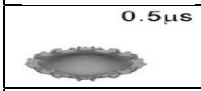
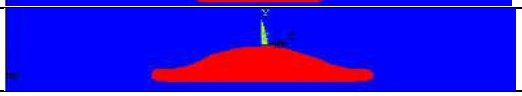
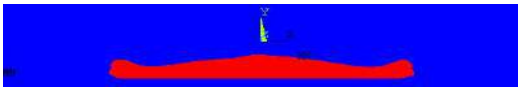
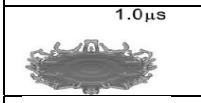
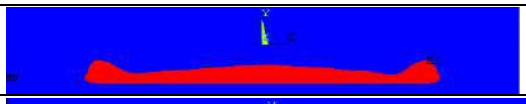
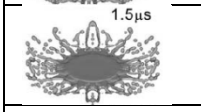
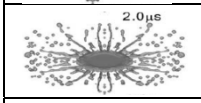
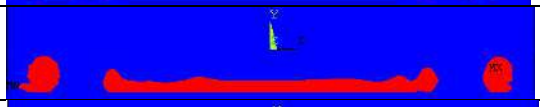
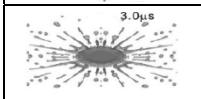
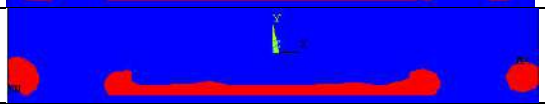
Propriétés	Nickel	Acier inoxydable
Densité [kg/m^3]	7900	7900
Température de fusion [°C]	1453	-
Chaleur de fusion [J/kg]	310,000	-
Viscosité cinématique [m^2/s]	6.0 E-7	-
Conductivité thermique liquide [W/(mK)]	90.7	-
Chaleur spécifique liquide [J/(kgK)]	609	-
Tension superficielle [N/m]	1.778	-
Conductivité thermique solide [W/(mK)]	°C 527 67.6 727 71.8 927 76.2 1227 82.6	°C 127 16.6 327 19.8 527 22.6 727 25.4 927 28.0 1227 31.7
Chaleur spécifique solide [J/(kgK)]	°C 527 530 727 562 927 594 1227 è661	°C 127 515 327 557 527 582 727 611 927 640 1227 682

III.2.3 Validation du modèle

Il n'existe pas de formulations analytiques qui permettent de décrire avec précision l'évolution de l'impact et l'étalement d'une goutte. Pour valider la simulation de l'impact de gouttes, nous avons donc comparé nos résultats numériques avec ceux obtenus par (Xue et al., 2006), qui ont le plus souvent travaillé sur des gouttes micrométriques.

Le tableau (III.3 a et b) représente les résultats de simulation de (Xue et al., 2006) et du présent travail, de l'impact d'une gouttelette de Nickel Sur un substrat rugueux d'acier inoxydable dont les mêmes conditions de (Xue et al., 2006). On peut constater que le comportement dynamique de la gouttelette dans l'ensemble donne un bon accord à celui des images expérimentales, la gouttelette se propage symétriquement par 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 complet, il faut noter que le liquide suit la topographie de la surface, l'écoulement est perturbé verticalement. C'est-à-dire, Lorsque le liquide s'écoule sur la surface il tend à suivre la forme de cette surface.

Tableau III.3. Impact séquentielle d'une goutte de nickel dans les mêmes conditions simulées par, (Xue et al., 2006).

a. simulation, (Xue et al., 2006)	**b. Simulation**
	
	
	
	
	
	
	
	

III.2.4 Impact d'une particule totalement fondue

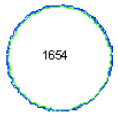
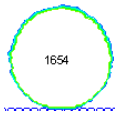
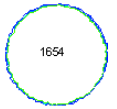
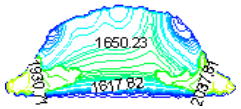
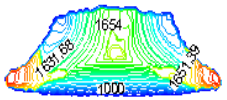
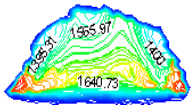
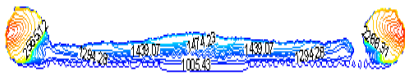
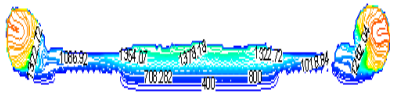
III.2.4.1 Substrat froid

Le tableau III.4 représente la distribution de température pendant l'impact d'une gouttelette dans un substrat rugueux (arrondi, carré et aléatoire) respectivement. Les splats se présentent sous forme de disque entouré d'une zone éclaboussée. Le flux latéral de matière provenant de la partie centrale et la séparation à grande vitesse du principal bord de lamelle ont formé en périphérie, des lamelles en forme de "doigt", collés à la partie centrale avant "d'exploser" en fines lamelles et petites gouttelettes pour former une couronne, est différente selon l'état de surface de substrat. La zone centrale la plus fine, correspond à la zone d'impact. (Houben, 1988) a proposé un modèle basé sur la création d'une onde de choc. L'origine serait alors l'énergie provenant de l'impact initial qui provoquerait l'expulsion du "film" en contact avec le substrat et la formation d'une couronne de type "splashée". (Bussmann et al., 1999 ; Aziz et Chandra., 2000 ; Gougeon et Moreau., 2001 ; Pasandideh-Fard et al., 2002**)** ont suggéré que le début de solidification de la particule intervenait à la fin de l'étalement et par conséquent pouvait provoquer un phénomène d'éjection sur les zones périphériques avec formation des doigts de matière. Ces résultats sont en contradiction avec (Gougeon et Moreau., 2001) qui ont montré que les particules s'étalent sur la plus grande surface du fait de leur énergie cinétique initiale. Lorsque cette énergie cinétique est complètement dissipée, la tension superficielle provoque un rétrécissement superficiel et l'éjection du liquide de la partie supérieure.

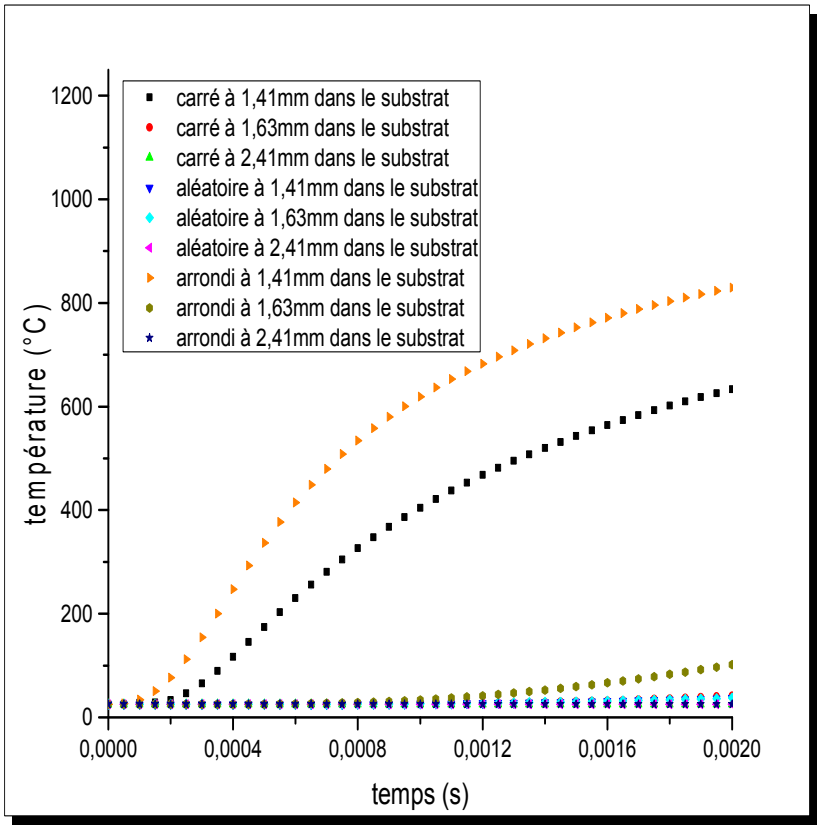
Les résultats numériques ont également indiqué que le temps d'étalement des splats, se diffère selon l'état de surface :

- La forme arrondie : un très bon étalement est dans un temps court t=4.1 ms.
- La forme carrée : l'étalement est un peu retardé t=5 ms à cause aux angles vifs.
- La forme la plus compliquée aléatoire : t=4.6 ms l'étalement s'est arrêté dont un mauvais étalement il est due aux forces de frottements grand.

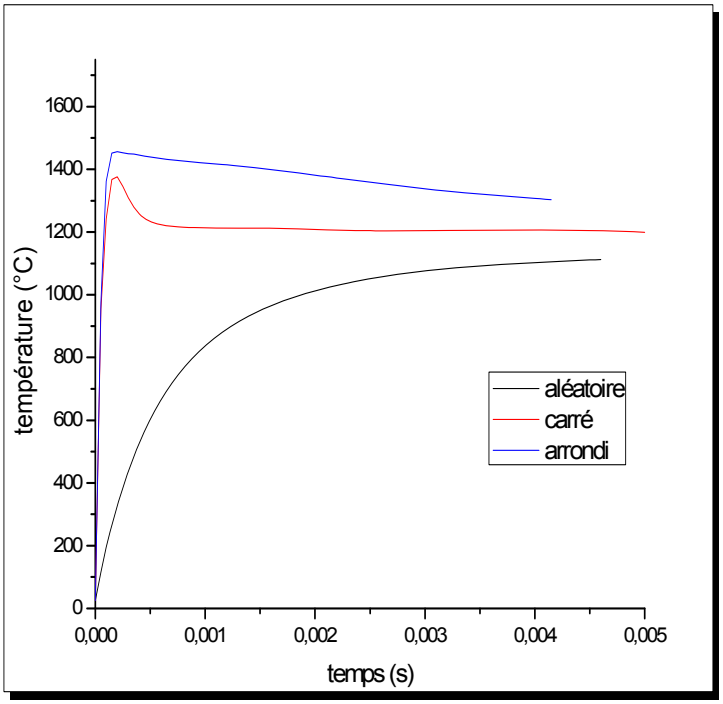
Tableau III.4. Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux froid de 25°C avec une vitesse d'impact de 2.5m/s

Temps (ms)	Forme Aroondie	Forme Carrée	Forme Aléatoire
0			
0.45			
1.35			
2.45			
3.2			
3.95			
4.6			
5			

La figure (III.2.a) montre clairement l'apparaissaient des zones de bonne et de mauvaise contactent à l'interface particule/substrat, suggère un mauvais transfert de chaleur, de la particule vers le substrat, ce qui entraîne une faible vitesse de refroidissement. L'effet de l'éclaboussement "appelé aussi splashing" des splats de nickel est marqué ici, probablement du fait d'une viscosité plus faible. On peut constater aussi que, aux tout premiers instants suivants le premier contact de la goutte avec la cible, la température de substrat au point d'impact augmente rapidement (figure III.2.b) et la résistance 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. La température de 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 radiale dans la lamelle. Ces résultats sont en accord aux (Chraska et King., 2002), où ils ont trouvé que La température du substrat joue un rôle critique dans le processus de formation de splat. Il a été proposé que les molécules d'air adsorbées à la surface de substrats froids provoquent des turbulences lors de l'étalement des gouttelettes de céramique fondues. La nature turbulente du processus d'étalement produit un certain nombre de vides intra-splat et interfaciaux et empêche l'établissement d'un bon contact physique et thermique entre le splat et le substrat, ce qui conduit finalement à une très mauvaise adhérence des splat.



a. pour trois positions dans le substrat



b. au point d'impact pour les trois formes.

Figure III.2. Allures de température dans Le temps.

La Figure III.3 compare le facteur d'étalement de la goutte de nickel dans le modèle proposé (entre les trois formes de rugosité).

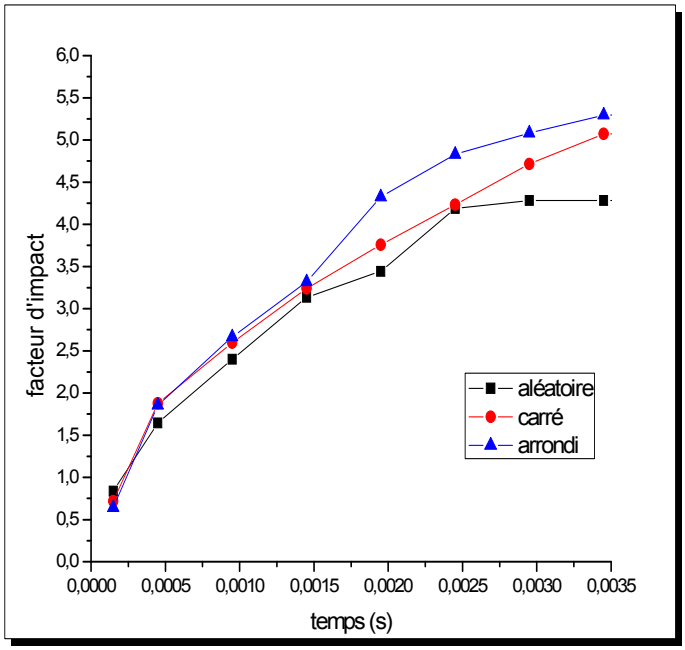


Figure III.3. Facteur d'impacte de goutte de nickel 2.5 mm de diamètre avec une vitesse d'impact de 2.5m/s sur un substrat rugueux.

L'étalement et la forme de la goutte sont semblables au cours de l'impact pour les trois formes. Par exemple, dans la forme arrondie, à l'instant t =4.1 ms, la goutte se stabilise et prend la forme de l'étalement final. Les résultats du modèle présentés sont très proches dans les trois formes. Dans notre modèle, nous prenons en considération l'effet de la solidification sur les forces de viscosité avant l'étalement, qui sont corrigées après chaque pas de temps sous l'effet du transfert de chaleur dans la particule.

De plus, la figure (III.4) illustre les distributions de la pression au point d'impact au cours d'étalement de la goutte, initialement la pression est plus élevée au point d'impact (sous la lamelle) qui produise une faible résistance de contact, d'où une bonne interaction goutte/substrat. La pression se désintègre vers zéro très rapidement. Il faut noter ici que, l'augmentation de pression à l'impact dans la forme (arrondie) est plus grande que celle dans (aléatoire et carré), ce qui favorise la collision de lamelle sur le substrat.

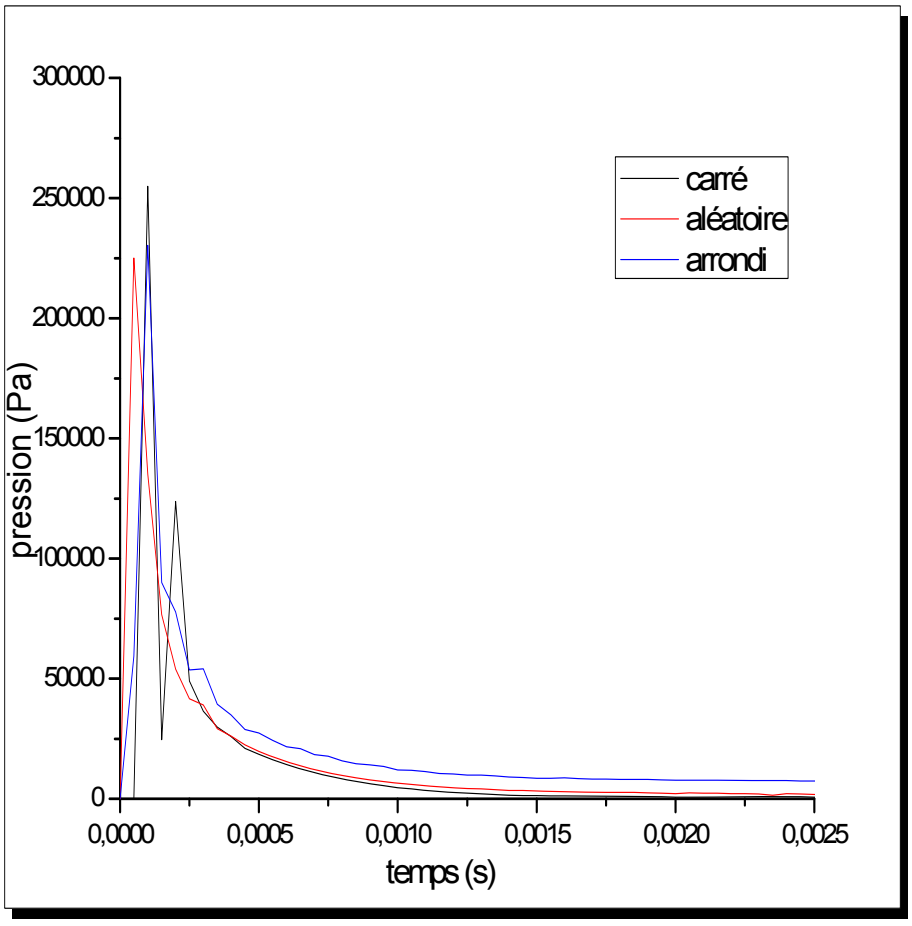


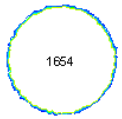
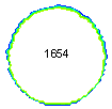
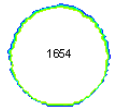
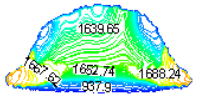
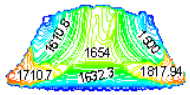
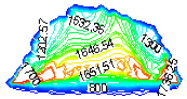
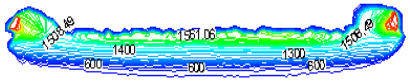
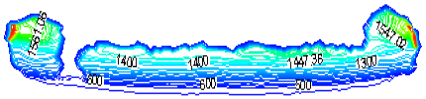
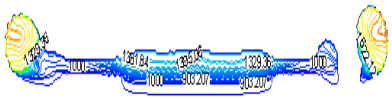
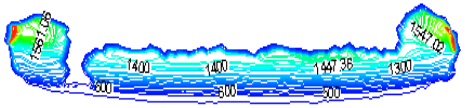
Figure III.4. Allures de Pression au point d'impact dans les trois formes de rugosité.

N.B : l'étalement d'une goutte totalement fondue sur un substrat rugueux froid est marqué par un éclaboussement fort pour les différentes formes. C'est pour cette raison nous proposons par la suite d'étudier l'impact d'une particule sur un substrat préchauffé.

III.2.4.2 Substrat chaud (préchauffé)

Le tableau (III.5) représente la distribution de température pendant l'impact d'une gouttelette dans un substrat rugueux chaud (arrondie, carrée et aléatoire) respectivement. Ce préchauffage conduit à une transition dans la morphologie des splats de la forme "splashée" à une forme de disque. Dans un splat de nickel, il est possible d'observer trois zones bien distinctes. Une première zone mince, au centre du splat, qui correspond à l'impact initial, entourée d'une zone plus épaisse en deux vagues successives (Ansar, 2004).

Tableau III.5. Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte de nickel de 2.5mm de diamètre sur un substrat rugueux chaud de 360°C avec une vitesse de 2.5m/s.

Temps (ms)	Forme Arrondie	Forme Carrée	Forme Aléatoire
0			
0.45			
1.45			
2.45			
2.95			
3.95			
5.40			

Le préchauffage de substrat a retardé un peu le début de la solidification, de sorte que le centre des splats est légèrement plus grand, les éclaboussures sont un peu réduites. Toutefois, le changement a été relativement mineur. Le changement de forme des splat (tableau III.5) ne peut pas être expliqué par le changement de température de surface seulement. Il a été montré par (Pershin et al., 2003), que le chauffage d'une plaque en acier produit une couche d'oxyde sur sa surface, qui peut entraîner une augmentation de la résistance de contact entre les gouttelettes et le substrat.

La figure III.5 représente les résultats numérique des profiles de pression au point de cantact. Nous remarquons ici aussi, initialement la pression est plus élevée au point d'impact (sous la lamelle) qui produise une bonne interaction goutte/substrat (faible résistance de contact) pour l'état de surface (arrondi et carré), puis elle se désintègre vers zéro très rapidement. La pression d'impact est insuffisante en bordure du splat pour s'affranchir de la pression capillaire, de la rugosité, de la pression du gaz ; ce qui entraîne un mauvais contact sur la zone extérieure. De plus la tension superficielle, intervenant vers la fin de l'étalement de la particule (Madejski., 1976 ; Fukunama et Ohmori., 1994), provoque le retrait au bord du splat ce qui peut expliquer la formation de la bordure.

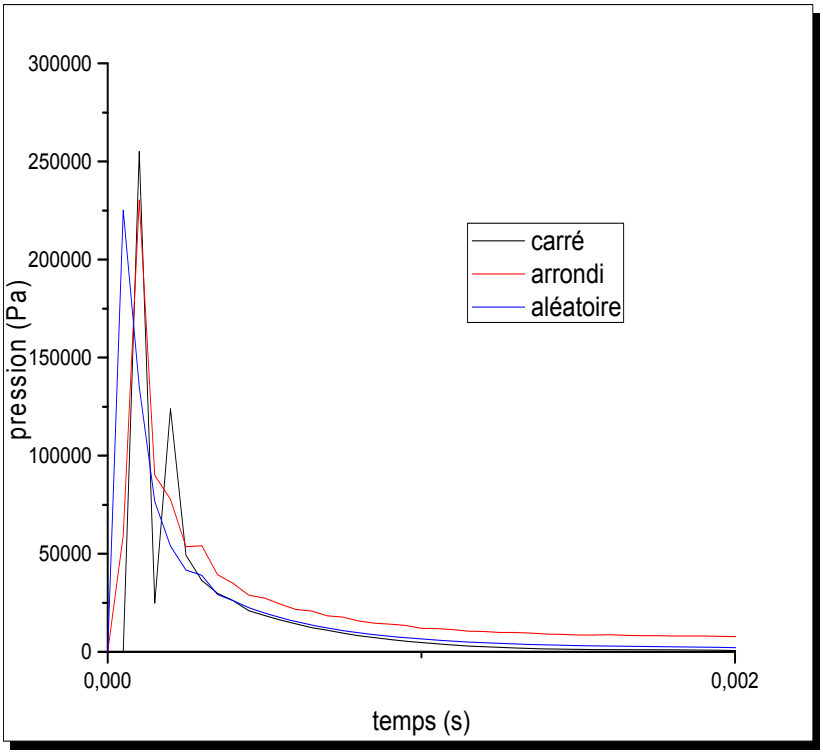
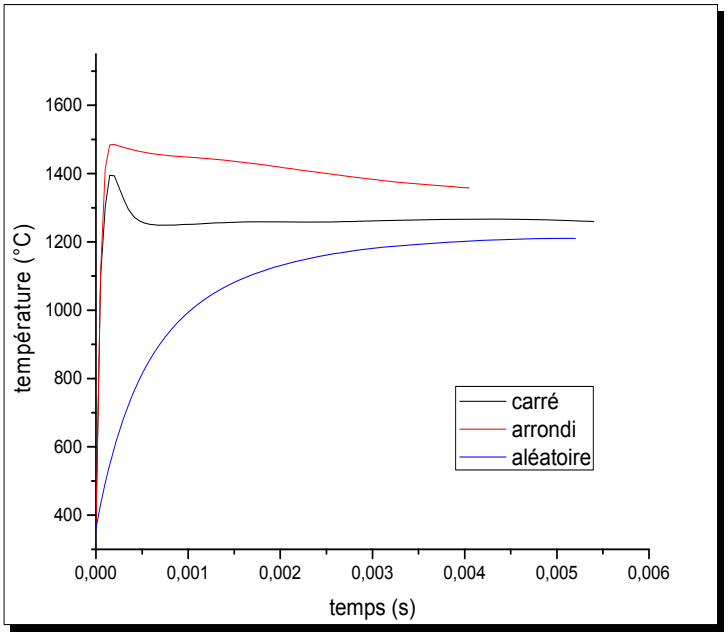


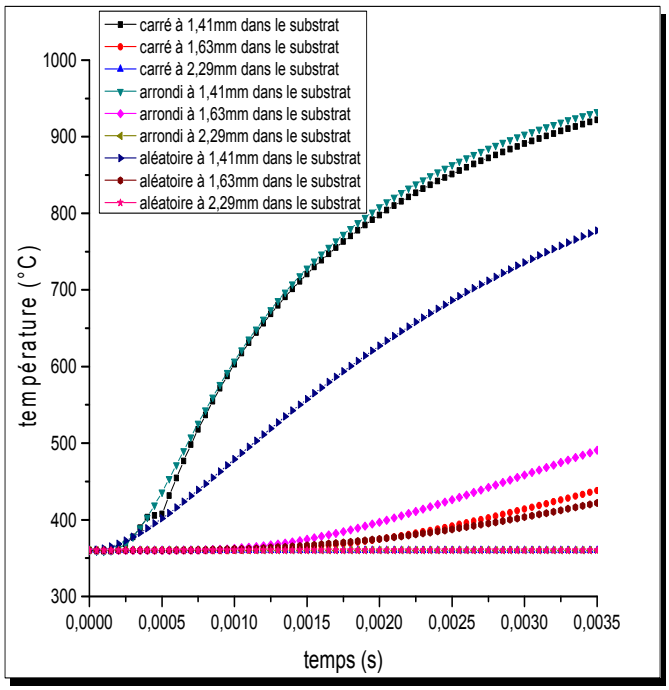
Figure III.5. Allures de pression au point d'impact pour les trois formes de rugosité.

(La figure III.6.a) représente les prfiles de température au point de contact d'une goutte de nickel au cours d'étalement. Il est noté comme dans le cas précédent que, dès le premier contact de la goutte avec la cible, la température de ce point augmente rapidement, après un étalement partiel, la surface d'échange augmente et la température de ce point rest quasi-constante. Alors que (la figure III.6.b) représente les profiles de température en trois position dans le substrat pour les trois formes:

- à 1.41mm sous la ligne d'impact, la température de substrat augmente puis elle se stabilise et rest constante.
- à 1.63mm sous la ligne d'impact, la température s'élève un peu puis elle se stabilise.
- à 2.29mm la température rest constant dès le début de l'étalement et elle est égale à sa température initiale de substrat.



a. au point d'impact



b. en trois position dans le substrat

Figure III.6. Allures de température dans le temps sur un substrat chaud.

La Figure III.7 compare le facteur d'étalement de la goutte de nickel dans le modèle proposé (entre les trois formes de rugosité). Même ici il est noté que, l'étalement et la forme de la goutte sont semblables au cours de l'impact dans les trois formes. Mais le temps d'étalement est un peu plus long. Il est bien remarquable que, le bon étalement dans la forme arrondie puis carré et en fin l'aléatoire.

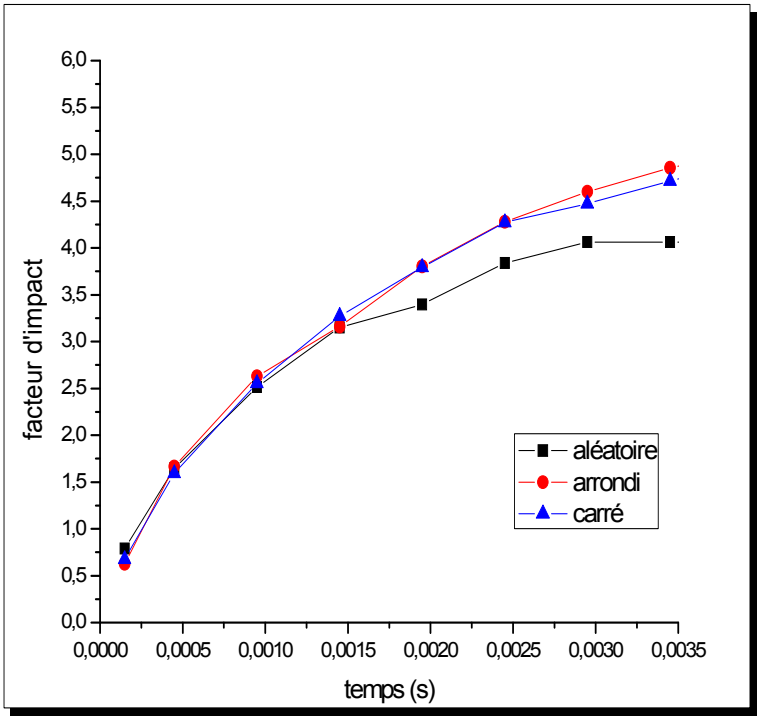


Figure III.7. Facteur d'impact dans les trois formes de rugosité.

III.2.5 Comparaison entre les Résultats

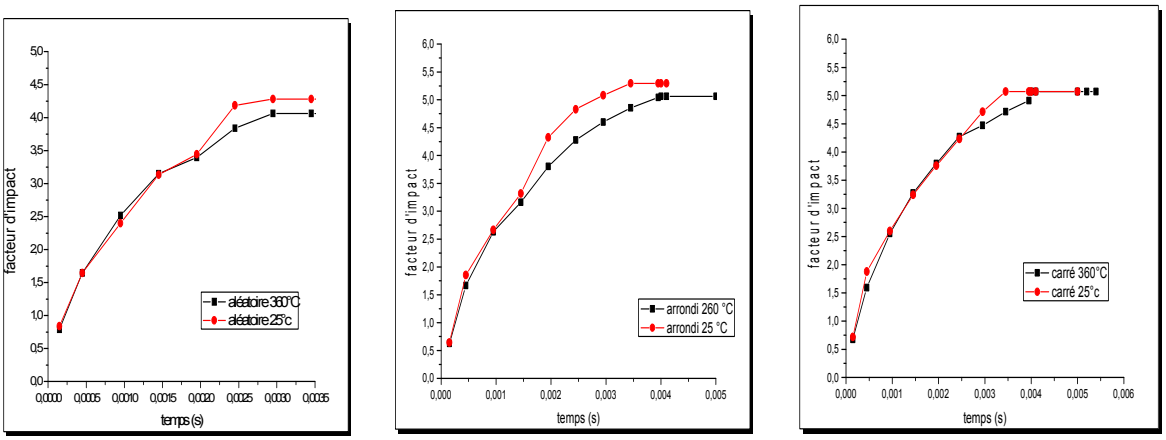


Figure III.8. Comparaison entre les facteurs d'impact dans chaque forme pour les deux cas.

N.B : Les résultats numériques ont montré que :

- La rugosité de surface a pour effet de réduire le taux de propagation des gouttelettes.

- Les taux d'étalement les plus lents concernent les surfaces rugueuses, le ralentissement de la vitesse d'étalement étant concomitant à la surface du creux entre chaque pic.

- L'impact et l'étalement de gouttelette sur une surface rugueuse et froide, l'éclaboussement des particules est toujours présent, quelle que soit la forme des aspérités, l'étalement est difficile dans la forme aléatoire (forme compliqué) et dans la forme carré (angle vif).

- Le préchauffage de substrat défavorise relativement l'éclaboussement des particules. Cependant, le degré d'éclaboussement diminue avec la rugosité de forme arrondi.

III.3 Etude de comportement d'une particule d'aluminium totalement fondue

III.3.1 Description du domaine d'application

Dans cette étude, tous d'abord, nous validons l'impact de gouttes d'alumine sur un substrat en acier à outils H13 dont les mêmes conditions proposées par (Xue et al., 2006).

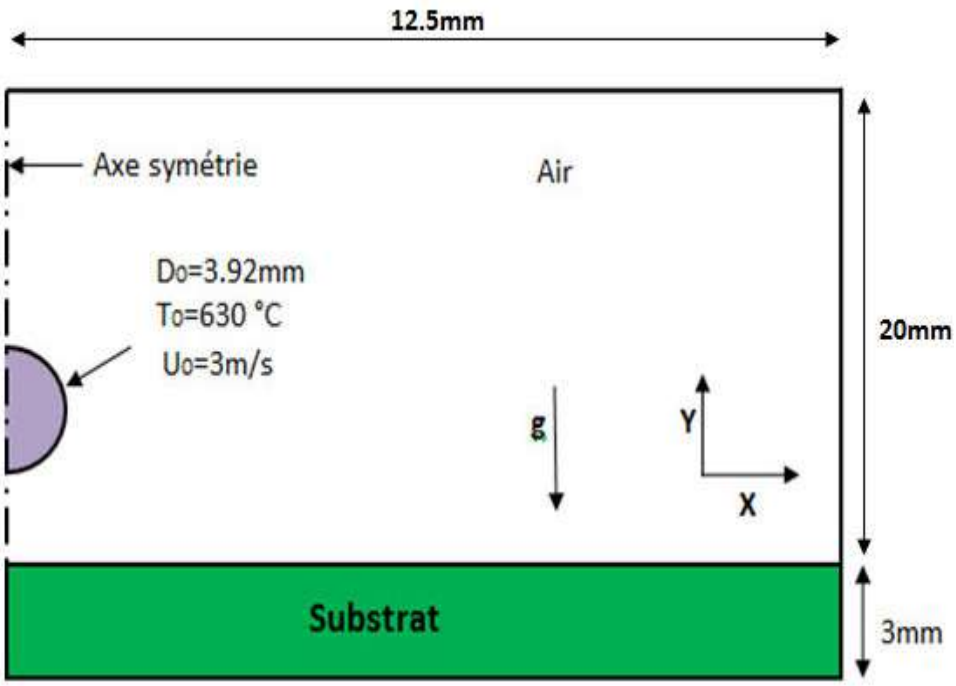


Figure III.9. Configuration géométrique et conditions d'étalement de L'identification.

Et par la suite, nous proposons de simuler et d'étudier l'influence des diamètres des creux et des pics surfaciques de substrat en acier à outils H13 (R_1=0.3 mm, R2=0.4 mm, R3=0.6 mm) sur

l'étalement et la solidification d'une particule en aluminium fondus de 3.92mm de diamètre, impacte avec une vitesse de 3 m/s, comme c'est représenté sur la figure III.10.

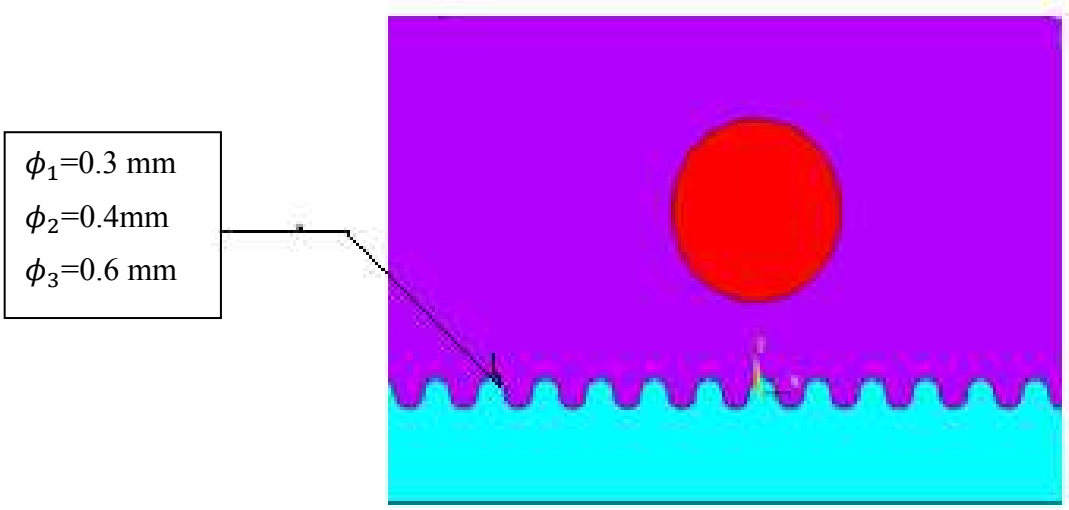


Figure III.10. Domaine physique de l'impact d'une goutte d'alumine sur un substrat rugueux.

III.3.1.1 Matériaux utilisés

Parmi les performances mécaniques et thermiques de 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 > 1012 Ohm.m (Mebdoua, 2008) ;
- Une dureté HV sous une charge de 1 N de 9,21 GPa (Mebdoua, 2008) ;
- Une bonne résistance à l'usure : un dépôt d'alumine par projection plasma présente un taux d'usure de l'ordre de 4.10-5 mm3/Nm, à l'abrasion par une bille de SiC de 6 mm de diamètre et sous une charge de 5 N à température ambiante, ce taux d'usure augmente jusqu'à 3.10^{-3} mm3/Nm lorsque la température augmente à 400°C (Mebdoua, 2008) ;
- 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'alumine est l'abrasif le plus répandu à coté du carbure de silicium. Elle est utilisée aussi contre l'usure et la corrosion par des particules solides (Mebdoua, 2008)
- Les applications réfractaires : résistances aux hautes températures : l'alumine sert à protéger l'acier contre la corrosion à haute température (Mebdoua, 2008)
- Les applications médicales : le caractère biocompatible de l'alumine permet son utilisation dans la fabrication des prothèses en orthopédie (Mebdoua, 2008)
- Les applications électriques et électroniques : l'alumine est employée dans la fabrication des bougies d'allumage pour automobile (toutes premières applications automobiles) et dans de nombreux produits d'isolation. Elle est l'isolant de nombreux

ozoniseurs. Dans l'électronique, le principal produit est le substrat isolant sur lequel sont déposés des circuits conducteurs ou résistifs, voire capacitifs ou inductifs (Mebdoua, 2008).

- Les applications optiques : les films d'alumine permettent la réalisation de guide d'onde optique dans le visible et l'infrarouge et permettent aussi de protéger des capteurs solaires (Mebdoua, 2008).

III.3.2 Propriétés des matériaux utilisés

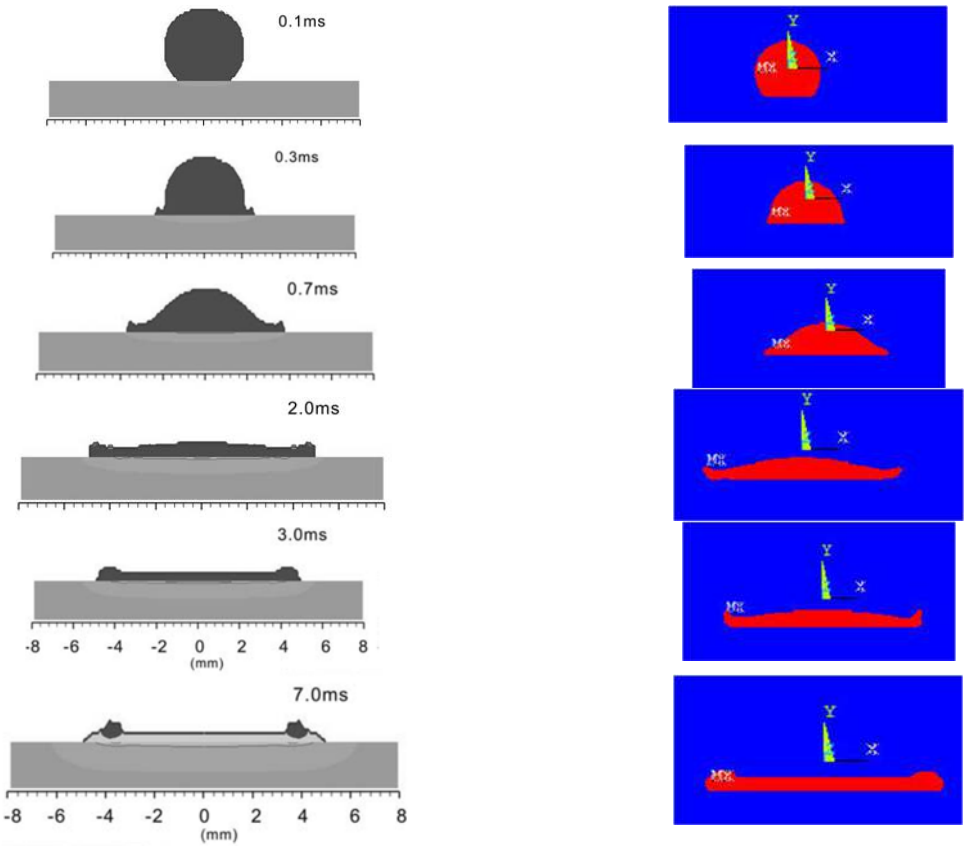
- Les propriétés thermo-physiques d'Aluminium et l'acier à outil H13 sont énumérées dans le tableau III.6. Afin de simuler l'étalement de la goutte sur un substrat préchauffé, les conditions suivantes ont été considérées :
- La température initiale de la gouttelette est 630°C.
- La vitesse d'impact est 3m/s.
- Le pas de temps est 6.10−5 s.
- Le nombre d'itérations par étape était 20.
- La solution est faite en 2D.
- Le nombre total des nœuds est 67589 nœuds.

Tableau III.6. Propriétés thermo physique d'alliage d'aluminium et de l'acier H13 (Xue et al., 2006).

Propriétés	**Aluminium**	**Acier à outil H13**	**Couche d'oxydation (Fe_2O_3)**
Densité (kg/m^3)	2570	7800	5240
Température de fusion en°C	570	-	-
Chaleur de fusion [J/kg]	389	-	-
Viscosité cinématique en [m^2/s]	°C 0 4.5 E^{-7} 700 4.0 E^{-7}	-	-
Conductivité thermique liquide en [W/m K]	70	-	-
Chaleur spécifique liquide en [J/kg k]	1000	-	-
Tension superficielle en [N/m]	1.07	-	-
Conductivité thermique solide en [W/m K]	T(c°) 100 144.5 200 147.5 300 152.5 400 148	T(c°) 27 17.6 204 23.4 427 25.1 649 26.8	2.9
Chaleur spécifique solide en [J/kg k]	T(c°) 300 980 400 1050 479 1150	T(c°) 20 460 500 550 600 590	670

III.3.3 Validation du modèle

Figure III.11 représente une comparaison des résultats obtenus de simulation d'impact de goutte sur un substrat ; dont les mêmes conditions ; aux travaux numérique et expérimental de (Xue et al., 2006). La gouttelette commence à se propagée à 0.1 ms, le liquide suit la topographie de la surface.



a. Expérimental de (Xue et al., 2006). b. Présent travail

Figure.III.11. Impact séquentielle d'une goutte d'aluminium dans les mêmes conditions simulées par (Xue et al., 2006).

La figure III.12 représente une comparaison entre les facteurs d'étalement de notre simulation avec expérimentale de (Xue et al., 2006). Nous trouvons que l'étalement et la forme de la goutte sont semblables au cours de l'impact. À l'instant t = 7 ms, la goutte se stabilise et prend la forme de l'étalement final (correspond à un facteur de 3.4 pour les deux cas). Les résultats du modèle présenté sont très proches de (Xue et al., 2006).

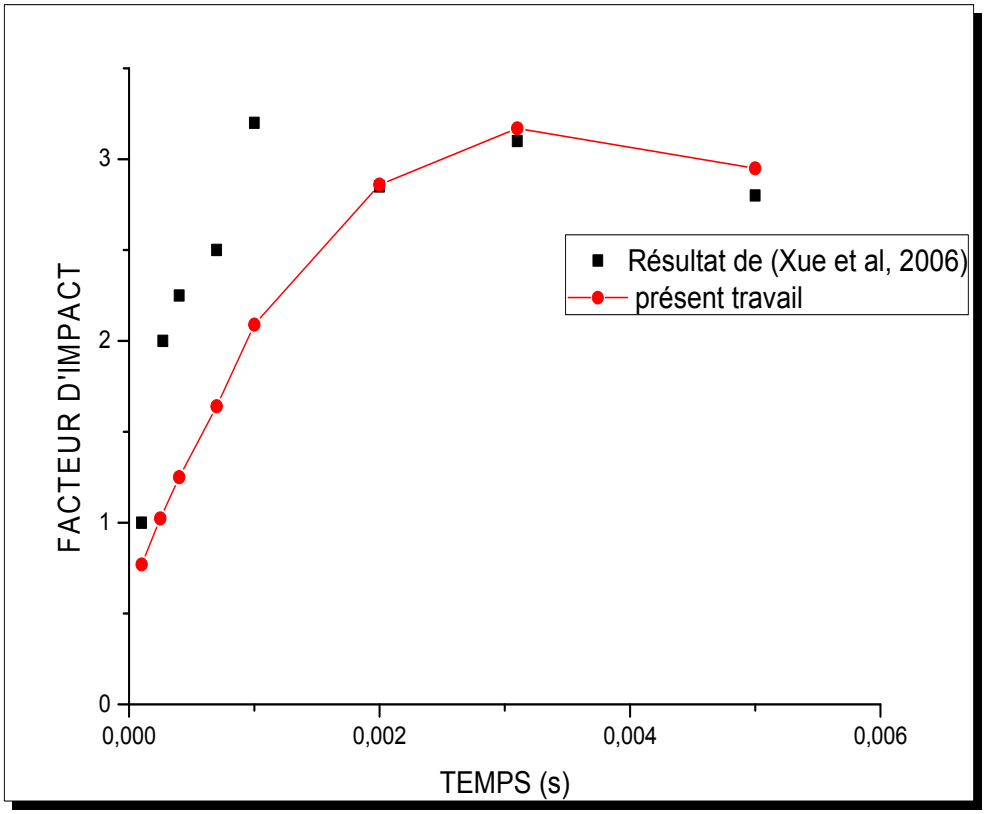


Figure III.12. Comparaison entre les facteurs d'impact.

III.3.4 Etude numérique de la présence des creux et des pics surfaciques

Tableau III.7 représente la distribution de température pendant l'impact d'une gouttelette d'aluminium initialement à une température de 630°C sur un substrat à 200°C, pour les trois cas. Où le modèle de transfert thermique utilisé a permis d'observer que les doigts à l'extrémité des lamelles formées ont une température élevée et se solidifient en retard. Les gouttelettes d'aluminium commencent à se propagée à 0.3ms.

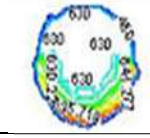
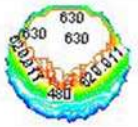
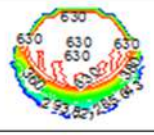
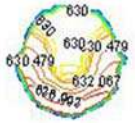
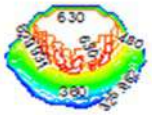
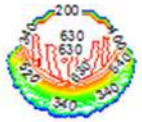
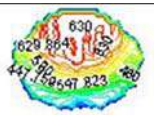
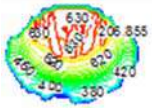
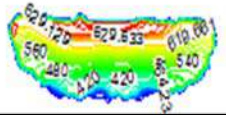
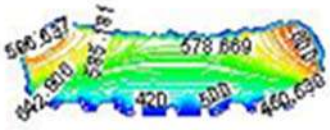
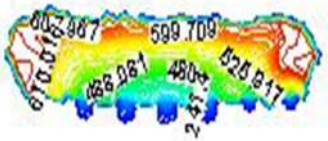
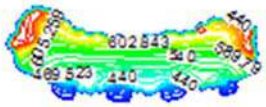
D'après les résultats obtenus on note

- Un bon étalement de gouttelette concerne le cas de R=0.3mm à l'instant t=7ms, avec un bon refroidissement (une diminution de température avec une diminution de résistance thermique)
- Pour les deux cas restants (R=0.4mm et 0.6mm) on obtient un faible étalement avec une résistance importante delà on a une faible solidification.

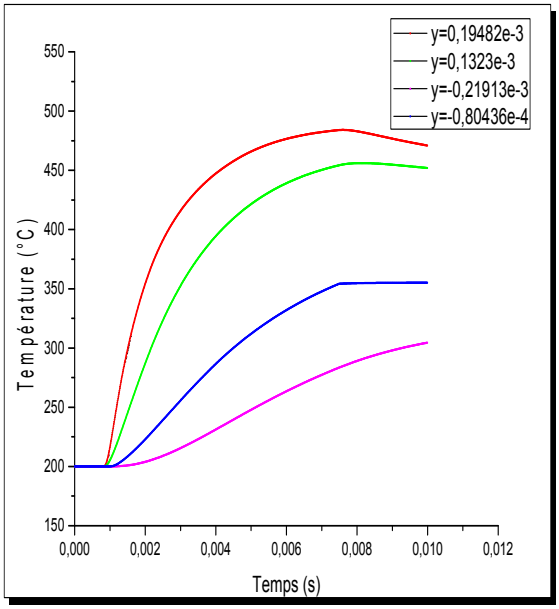
Donc on peut dire que le bon étalement avec une bonne solidification sont concernés aux petits rayons. Les résultats obtenus concordent bien avec les résultats de simulation sur l'effet de la rugosité de surface sur la forme des éclaboussures dans le procédé de revêtement par pulvérisation au plasma (Raessi et al., 2005). Où ils ont conclu que, la solidification des gouttelettes est le principal mécanisme responsable de la modification de la splat forme. Une augmentation de la taille de la rugosité jusqu'à une certaine valeur augmente le diamètre des éclaboussures. Il a été également constaté par (Basue et al., 2009) que les trois paramètres géométriques, épaisseur de splat, longueur d'onde de rugosité de surface et amplitude de la rugosité de surface échelle avec les contraintes. Donc seules les caractéristiques de rugosité à l'échelle de l'épaisseur des éclaboussures sont importantes pour la localisation de la concentration maximale de contrainte. Et par (Yıldırım et Muftu., 2012) ont conclu que, la

rugosité de surface provoque des effets de déformation localisés non observés lors des impacts sur une surface lisse, par ex. certains pics ne subissent pas d'impact direct et restent libres de toute contrainte / résistance, mais d'autres présentent une déformation plastique excessive. Ils ont montré aussi qu'une partie relativement plus importante de l'énergie de choc disponible est dissipée dans le substrat en raison de la déformation plastique des pics ; et, par conséquent, le volume de matériau plastiquement déformé sous la surface est plus faible pour les impacts sur une surface rugueuse.

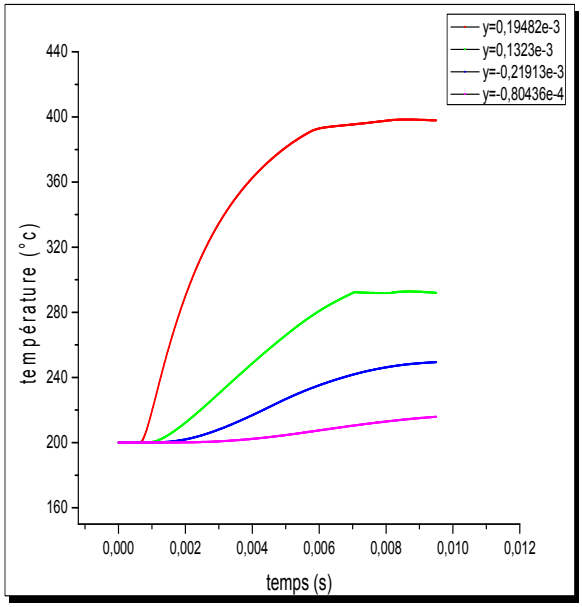
Tableau III.7. Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte d'aluminium pour les trios cas.

Rayon / Temps (ms)	R=0.3mm	R=0.4mm	R=0.6mm
0.1			
0.3			
0.7			
3			
7			

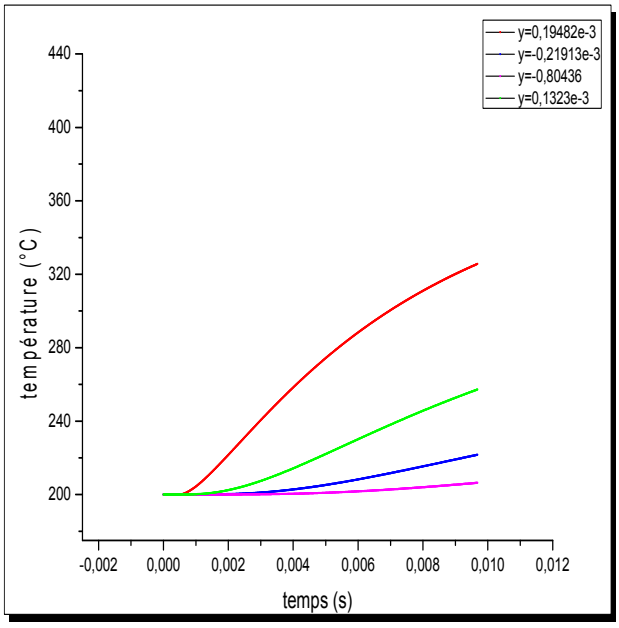
La figure III.13 présente les Profiles de température dans le temps pour quatre positions dans le substrat où le transfert de chaleur est transversal vers le substrat et nom pas radialement dans la lamelle cela explique la température quasi-constante en profondeur du substrat. On peut constater aussi que, aux premiers instants suivants le premier contact de la goutte avec la cible, la température de substrat au point d'impact augmente rapidement.



a. R=0.3mm



b. R=0.4mm



c. R=0.6mm

Figure III.13. Allures de température dans le temps pour quatre positions dans le substrat.

De plus, figure.III.14 illustre la distribution de pression au point d'impact au cours de l'étalement de la goutte pour les trois cas. Dans les deux cas (R=0.4mm et R=0.6mm) la pression augmente attient le seuil puis rechute conformément à la norme, ce qui implique une bonne interaction goutte/substrat. Il faut noter ici que l'augmentation de pression à l'impact dans ces deux cas est plus importante que celle dans le cas de R=0.3mm. Dans ce dernier, la pression augmente très rapidement, mais avant de rechuter elle regagne l'augmentation une deuxième fois. Où la première augmentation s'explique par le premier contact particule/substrat au point des pics. Et pour la deuxième augmentation qui est moins importante par rapport à la précédente, due à l'impact de la goute avec le creux qui suit immédiatement le pic précédent.

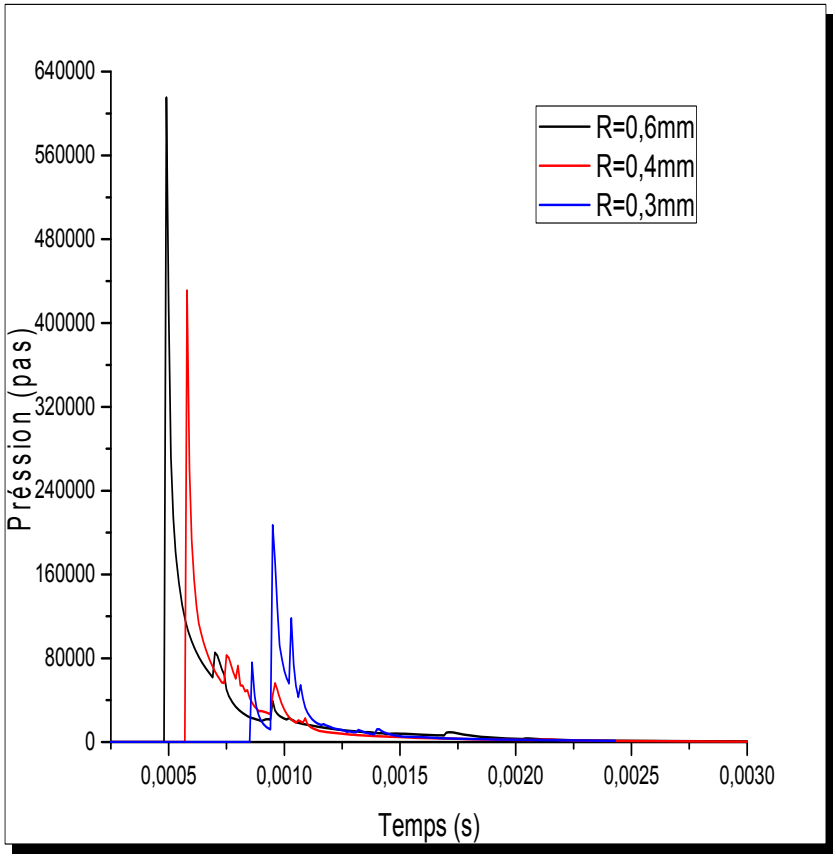


Figure III.14 Allures de pression au point d'impact de pour les trois cas.

Figure. III.15 compare les facteurs d'étalement de la goutte d'alumine pour les trois cas dans le modèle proposé. Où cette figure illustre mieux que le bon étalement correspond aux petits rayons.ie ; le grand rayon favorise le freinage de glissement.

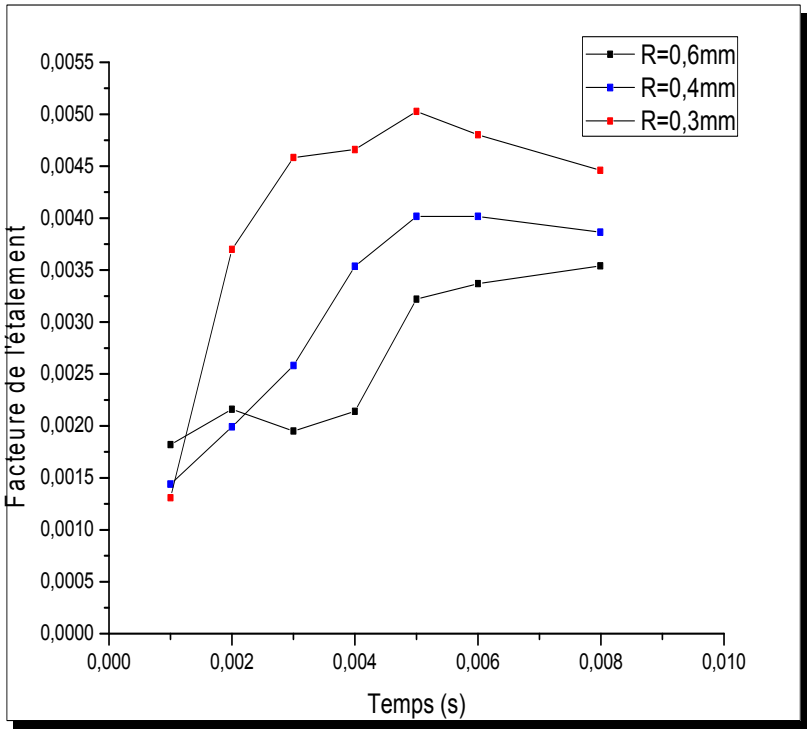


Figure III.15. Facteurs d'étalement de la goutte pour les trois cas.

D'après l'analyse des résultats, nous notons plusieurs points tels que les caractéristiques importants qui influencent sur l'étalement, la solidification et le refroidissement de gouttelette d'aluminium sur un substrat rugueux en acier, ainsi que la pression d'impact de la particule qui est liée à l'adhérence au substrat, cette dernière avec sa direction initiale à l'impact influe sur la rapidité de formation de la lamelle finale, même les phénomènes thermiques et mécaniques peuvent modifier cette évolution par l'intervention de la solidification du métal. Ainsi les constatations de résultat de simulation montrent que, la formation de lamelle dans le premier cas de R=0.3mm est bien étalée, donc le diamètre des creux et des pics joue un rôle important sur la formation des splats.

N.B : Comme il a été marqué précédemment, le préchauffage de substrat conduit à l'oxydation de ce dernier. C'est pour cette raison, on étudiera par la suite l'influence d'une couche rugueuse pré-oxydé sur la formation des lamelles.

III.3.5 Impacts d'une particule d'aluminium creuse sur un substrat rugueux pré-oxydé

III.3.5.1 description du domaine d'application

Dans cette partie, nous proposons de simuler et d'étudier le refroidissement et la dynamique de l'impact d'une particule en aluminium creuse (présence de bulle d'air) pour quatre cas (0% - 25% -50% -75%) fondues dans un jet plasma et projetées sur un substrat en acier à outils H13 déjà muni par une couche d'oxyde (Fe_2O_3).

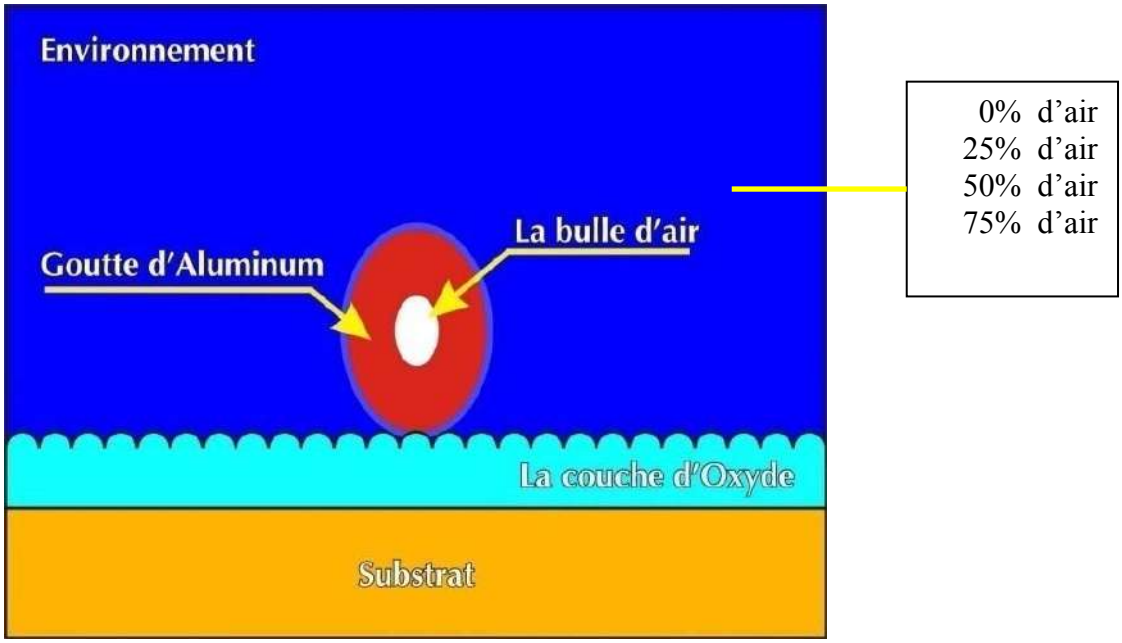
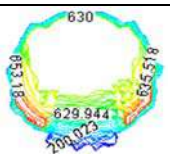
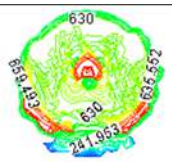
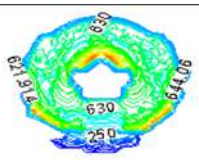
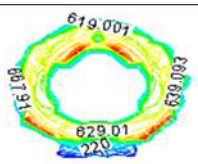
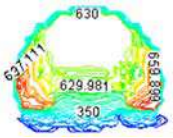
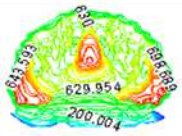
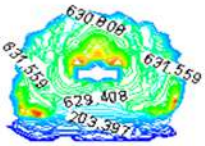
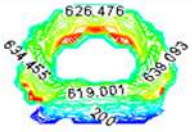
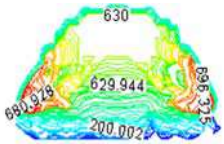
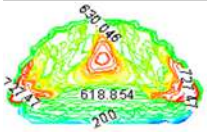
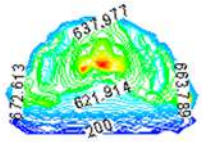
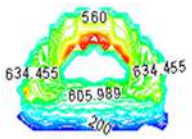
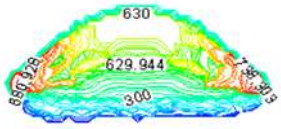
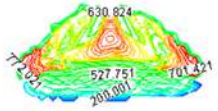
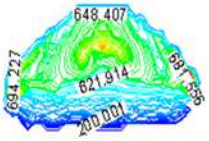
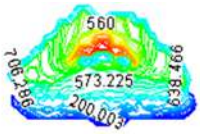
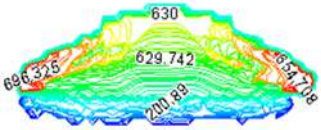
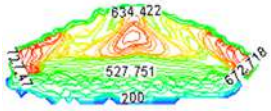
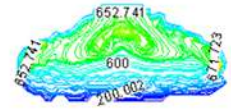
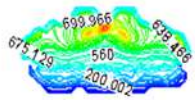
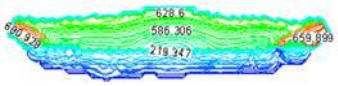
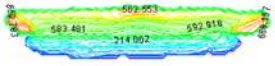
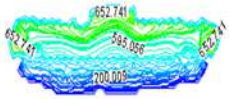
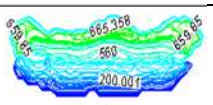
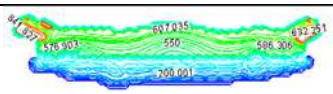
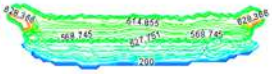
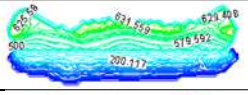
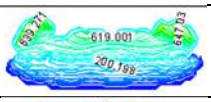
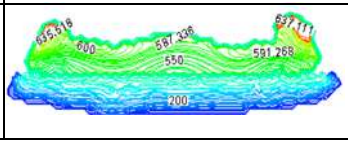
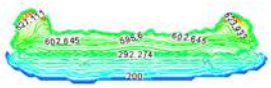
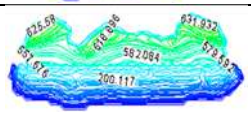
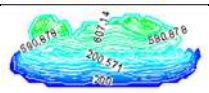


Figure III.16. Description du domaine d'application.

III.3.5.2 Etude de comportement d'une particule creuse fondue

Le tableau III.8 représente la distribution de température pendant l'impact d'une goutte à une température de 630°C dans un substrat d'acier oxydé à 200°C. La goutte se stabilise et prenne la forme de l'étalement final au cours de l'impact jusqu'à l'instant t =3 ms mais au dessus de ce temps, nous remarquons qu'il ya un rebond causé par la couche d'oxyde (t=7 ms) et la présence de l'air dans la goutte. De plus la température de la goutte (dans ses bords) dans le dernier cas est plus faible que dans les cas précédents, expliquée toujours par le pourcentage de l'air présent dans la goutte.

Tableau III.8. Distribution de la température lors de l'impact d'une goutte d'aluminium de 3.92 mm de diamètre sur un substrat oxydé préchauffé à 200°C pour les quatre cas.

% d'air / Temps (ms)	0	25	50	75
0.1				
0.3				
0.5				
0.7				
1				
3				
5				
7				

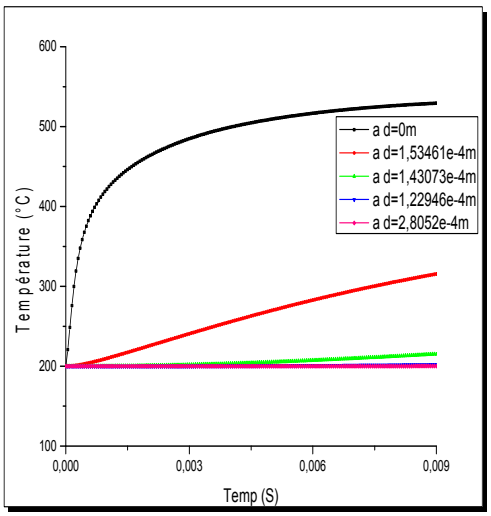
La figure III.17 présente le profile de température dans le temps pour les quatre cas. D'après cette figure on observe que, pour les cas 25%, 50% et 75%, la température dans le substrat augmente d'un cas à l'autre mais de manière moins importante que dans le cas de 0%, causé par l'augmentation du pourcentage de l'air dans la particule, qui a un grand effet par rapport à l'effet de la rugosité pré-oxydé.

De nombreux travaux dans ce domaine, tel que, une étude par (Mc Donald et al., 2007) sur l'influence de l'oxydation de la surface du substrat sur la morphologie des splat, les vitesses de refroidissement des splat et la résistance thermique au contact entre splat et substrat. Leurs résultats montrent sur une surface chauffée ou oxydée, le contact est amélioré et la propagation des particules est arrêtée avant qu'elles ne se fragmentent, produisant des éclats de disque. Si le contact est très bon, la périphérie de la particule fondue peut geler pendant l'étalement, obstruant l'écoulement du liquide et créant des doigts le long des bords.

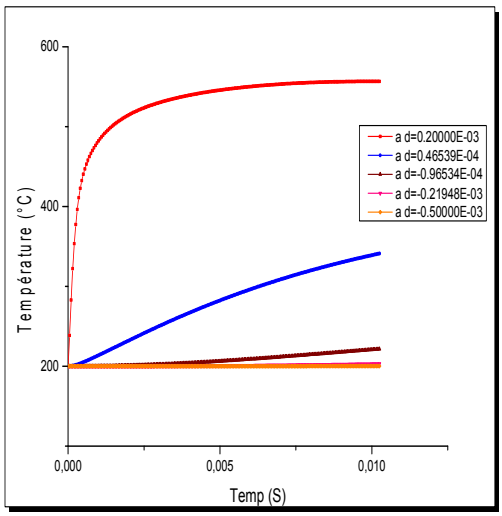
(Gulyaev et al., 2010), qui ont eu comme résultat que les poudres constituées de particules creuses offrent des avantages par rapport aux poudres denses pour la projection au plasma :

- Exigences réduites des paramètres de la torche à plasma pour le dépôt de poudre d'oxyde creux.
- Possibilité d'obtenir des revêtements avec une porosité variable dans de larges limites (probablement de 2-3% à 30% et plus).
- Un nouveau phénomène inhérent à l'impact des gouttes creuses sur un substrat solide a été observé pour la première fois, selon lequel l'impact conduit à la formation d'un jet central cumulatif du liquide.

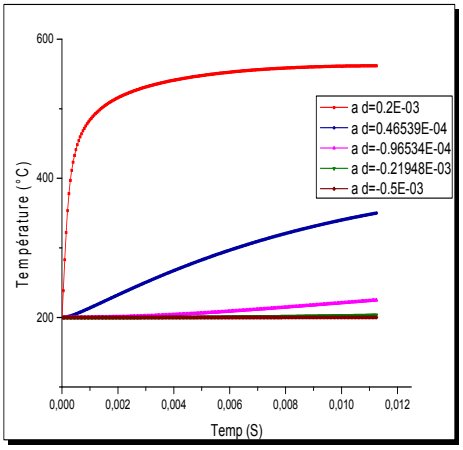
Une étude similaire de (Dashu et al., 2014), ont utilisé Un modèle numérique développé pour simuler l'impact de gouttelettes creuses sur un substrat solide. Ils ont constaté que le taux de transfert de chaleur entre la gouttelette et le substrat est un facteur important dans la formation des revêtements par pulvérisation, une étude d'injection de l'air et des gaz de vidange fournit que la vitesse initiale plus faible de la gouttelette entraîne un taux de transfert de chaleur supérieur.

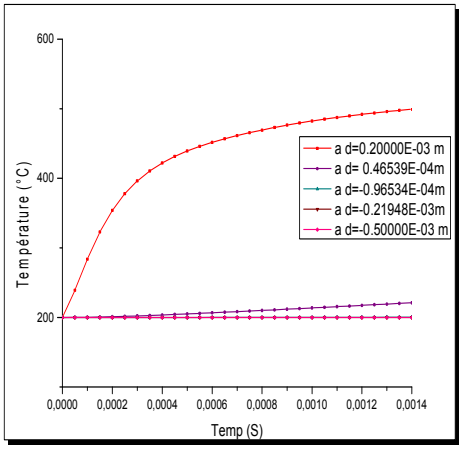


a. 0%



b. 25%





c. 50% **d. 75%**

Figure III.17. Allures de température avec le temps pour les quatre cas.

Dans la figure III.18 qui représente une comparaison des profiles de température au point d'impact entre les quatre cas :

- La température de substrat est un peu plus grande pour le cas de 75%, est marquée par T~562.5°C
- Dans le cas 25% elle est marquée par T~537.5°C .
- Dans le cas 50% , T~550°C.
- Et elle est plus moins dans le cas 0%, T~500°C.

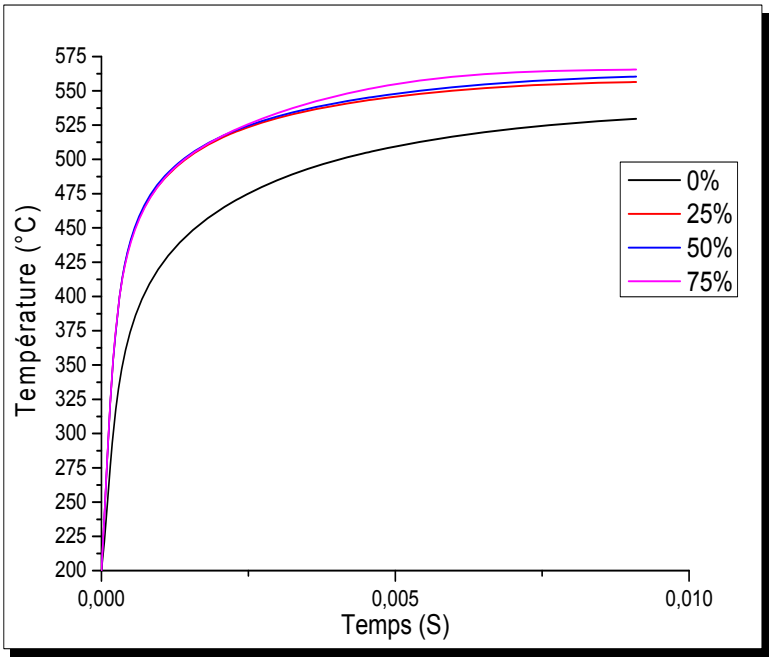


Figure III.18. Comparaison les Allures de température avec le temps au point d'impact pour les quatre cas.

La figure III.20 illustre les distributions de la pression au cours de l'étalement de la goutte pour les quatre cas. Aux points P_1 et P_3, la pression augmente attient le seuil puis rechute conformément à la norme, ce qui implique une bonne interaction goutte/substrat. Il faut noter ici que l'augmentation de pression à ces deux points est plus importante que celle dans les autres points. Plus on s'éloigne du point d'impact, La pression se désintègre vers zéro très rapidement.

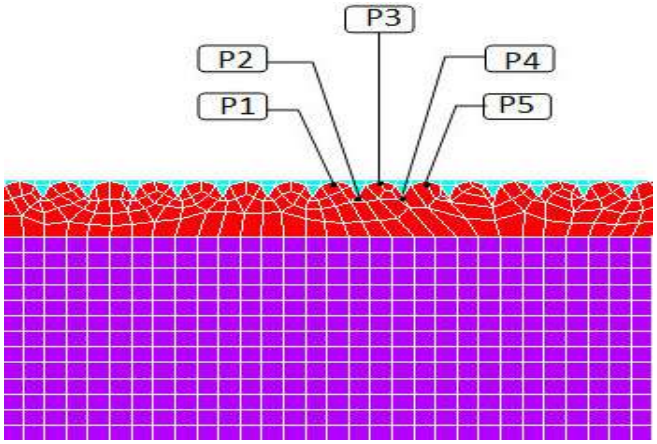
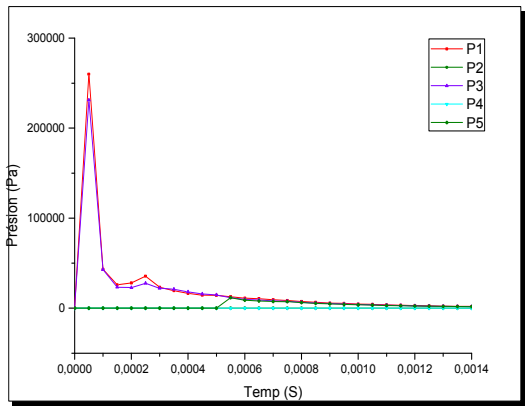


Figure III.19. Position des points de pression.

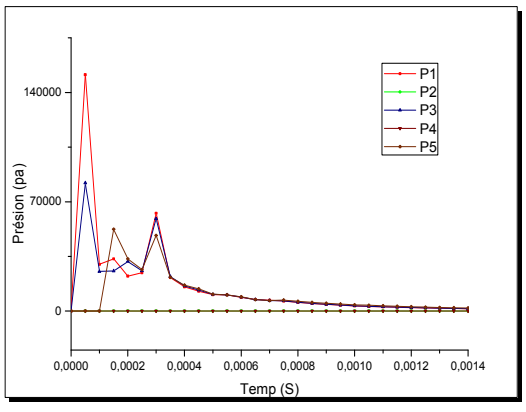
Pour les cas 25%, 50% et 75%, nous avons noté que la pression augmente très rapidement et avant de rechuter elle regagne l'augmentation.

- La première augmentation s'explique par l'impact de la partie inférieur de la goutte située avant la bulle d'air. La chute est causée par l'enveloppe d'air dans la quelle la pression est atmosphérique.
- La deuxième augmentation est due à l'arrivée de la partie supérieure de la goutte située après la bulle d'air.

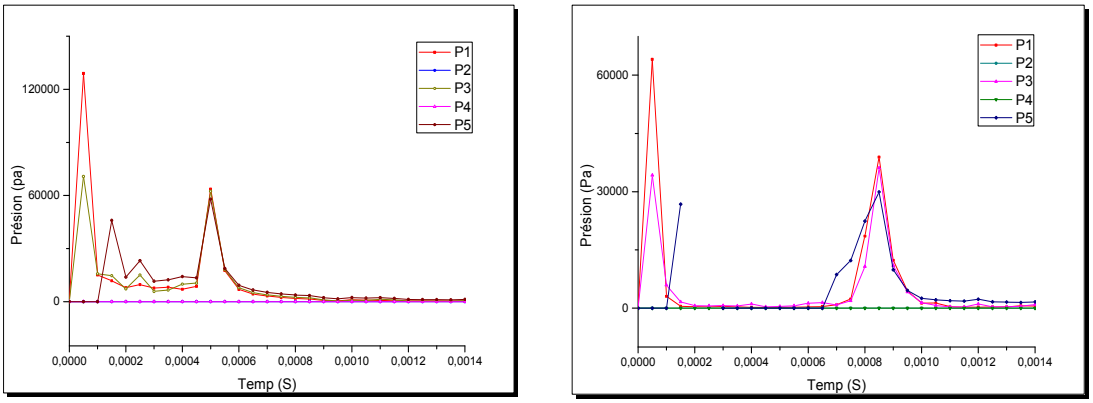
Donc la forme normale (absence d'air) est plus efficace pour l'amélioration de l'adhérence (un bon dépôt), de là, on peut prouver que l'oxydation de substrat améliore l'étalement des gouttes. Alors que les fissures et les défauts de contact sont causés par la forme creuse. C'est-à-dire, l'état de la goutte a un grand impact sur la formation des splats.



a. 0%



b. **25%**



c. **50**%

d. **75**%

Figure III.20. Distribution de la pression au point d'impact de gouttelette avec substrat Pour les quatre cas.

Par la suite, la figure III.21 représente une comparaison des profiles de pression au point d'impact entre les quatre cas. Où il est clairement marqué par :

- Au moment d'impact, l'augmentation de pression est différente pour les quatre, P= 260000Pa pour 0 %, P=150000 Pa pour 25 %, P=140000 Pa pour 50 % et P=60000 Pa pour 70 %.
- Le deuxième pic et son retard est aussi différent entre eux. Ce qui est dû toujours à l'augmentation de pourcentage de l'air présent dans la goutte.

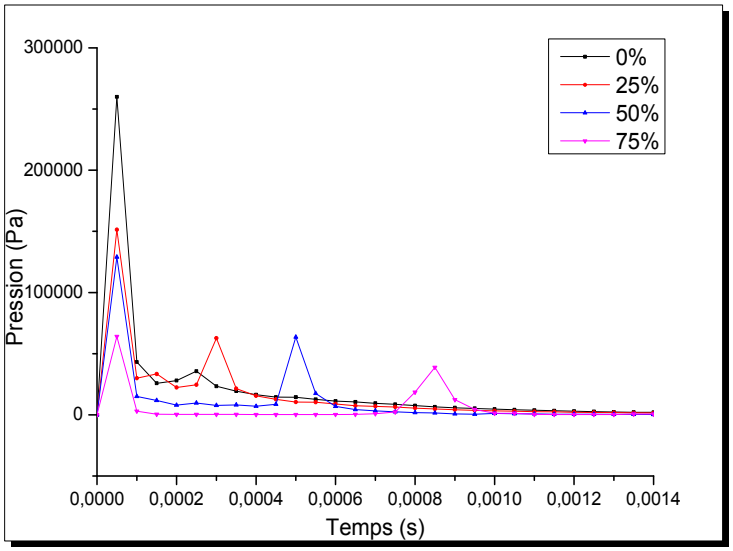


Figure III.21. Comparaison de la variation de la pression au point d'impact entre les quatre cas.

La figure III.22 représente une comparaison entre les facteurs d'étalement entre les quatre cas. Nous avons noté que plus le pourcentage de l'air présent dans la goutte est grand plus l'étalement est faible qui est marqué par un rebond grand.

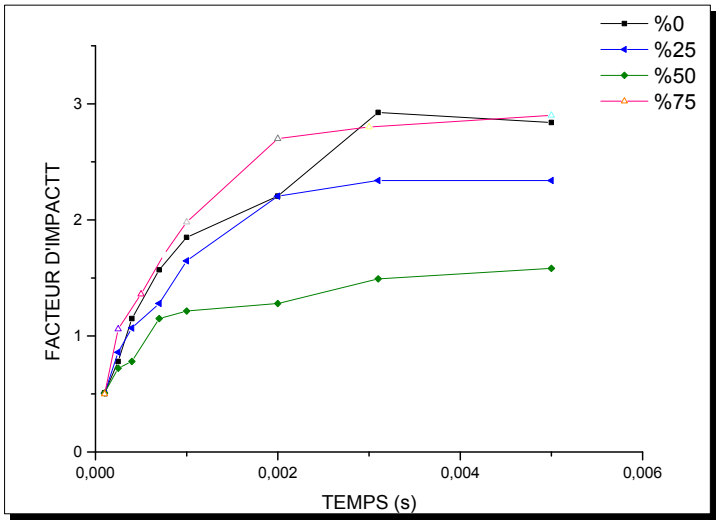
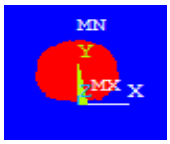
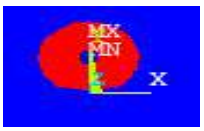
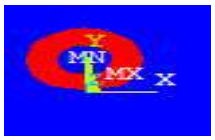
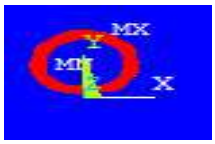
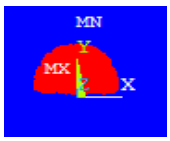
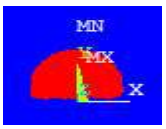
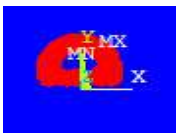
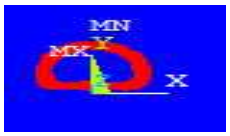
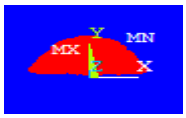
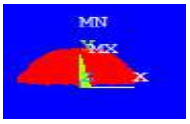
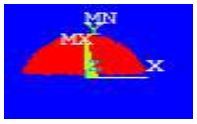
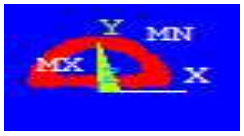
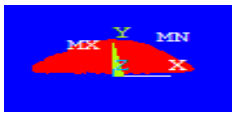
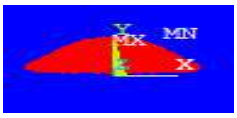
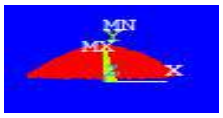
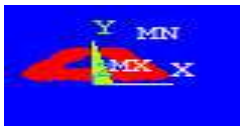
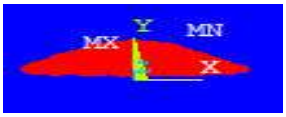
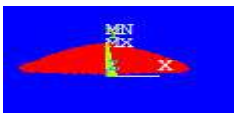
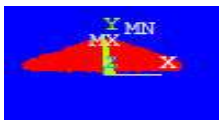
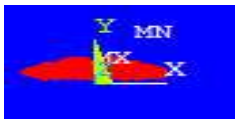
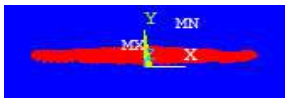
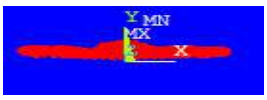
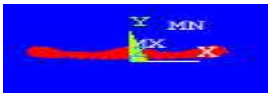
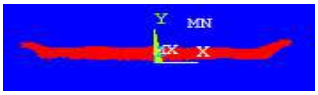
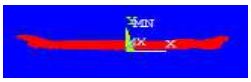
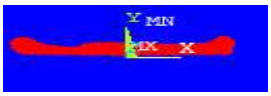
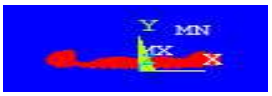
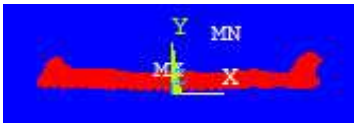
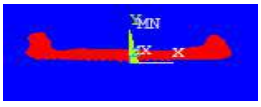
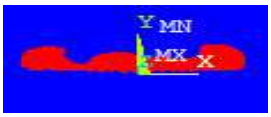
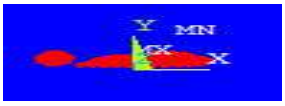


Figure III.22. Comparaison des facteurs d'impact entre les quatre cas.

Tableau III.9. Comparaison de la dynamique de l'impact dans les quatre cas.

%d'air / t{ms}	0	25	50	75
0.1				
0.3				
0.5				
0.7				
1				
3				
5				
7				

D'après le tableau précédent III.9 qui représente une comparaison de la dynamique de l'impact entre les quatre cas. Illustre clairement que le pourcentage de l'air présent dans la goutte a une influence majeure sur la formation finale des lamelles.

III.4 Conclusion

Un dépôt réalisé par projection plasma résulte d'un empilement successif de lamelles individuelles qui constituent l'élément fondamental de la construction du dépôt. Cette partie du travail expose donc l'état de l'art relativement à l'impact d'une goutte sur un substrat rugueux. Particulièrement sur les études des phénomènes associés à l'état de fusion des particules. L'analyse des résultats montre que :

- Une autre fois, l'état de surface joue un rôle sur l'étalement de la lamelle et que le meilleur étalement dans la forme (arrondie) par rapport aux deux autres cas (carré et aléatoire).
- Lorsque la solidification est lente en comparaison avec le temps, la diffusion sans éclaboussure se produit (préchauffage de substrat).

De plus cette étude vise le comportement thermique et dynamique de l'étalement d'une particule d'aluminium pleine et creuse sur substrat d'acier à outils H13 présentant des pics surfaciques. Ainsi que la présence d'une couche d'oxyde rugueuse. D'après l'analyse des résultats, nous notons plusieurs points tels que les caractéristiques importants qui influencent sur l'étalement , la solidification et le refroidissement de gouttelette d'aluminium sur un substrat rugueux en acier, ainsi que la pression d'impact de la particule qui est liée à l'adhérence au substrat, cette dernière avec sa direction initiale à l'impact influe sur la rapidité de formation de la lamelle finale, même les phénomènes thermiques et mécaniques peuvent modifier cette évolution par l'intervention de la solidification du métal. Ainsi les constatations de résultat de simulation montrent que :

- La pression est plus élevée au point d'impact (sous la lamelle) qui produise une bonne adhérence entre goutte/substrat. Alors la pression d'impact des particules est liée à l'adhérence à la paroi, où cette pression est influencée par le diamètre des creux et des pics.
- La lamelle dans le premier cas de R=0.3 mm est bien étalée, donc le diamètre des creux et pics joue un rôle important sur la formation de celle-ci.
- La présence de l'aire dans la particule est un défaut à traiter car il favorise le rebond.

Conclusion générale

La pulvérisation de gouttelettes métalliques ou céramique sur un substrat en vu de la fabrication d'un revêtement fin est un procédé industriel largement utilisé. Mais les phénomènes qui interviennent à l'échelle des gouttes ne sont encore partiellement maîtrisés car les interactions entre ces particules fluides, la solidification ainsi que la refusion éventuelle par projection de gouttes sur les précédentes sont difficiles à analyser expérimentalement à cause des échelles de temps et d'espace de l'ordre respectivement de milliseconde et du millimètre. Il est donc nécessaire de faire appel à un outil numérique complexe pour prendre en compte les divers aspects physiques de la pulvérisation.

Ce travail a été principalement consacré à la simulation numérique par la méthode EF/VOF des phénomènes de la projection par plasma de dépôts de nickel et aluminium à l'étude de leurs propriétés morphologiques et thermique reliées à l'impact et la solidification rapide d'une lamelle sur un substrat rugueux.

Dans le premier chapitre, nous avons étudié la projection thermique, ses paramètres et ses caractéristiques, avec un état de l'art sur le sujet de l'impact d'une goutte sur substrat et les études sur la physique associée. Les phénomènes hydrodynamiques et thermique qui interviennent dans le comportement d'une particule fluide isolée qui sont nombreux et suscitent encore de nos jours des interrogations. Outre la vitesse, le diamètre de la goutte et ses caractéristiques, l'interface entre la goutte et le substrat et avec l'air sont des propriétés intrinsèques qui définissent le comportement de déposition ou d'éclaboussure. L'interaction thermique et dynamique entre particule, environnement du jet et le substrat, ainsi que l'impact de plusieurs gouttes et leurs états de fusion ont étés peu étudié expérimentalement et numériquement.

Dans le deuxième chapitre qui a été consacré à la description des modèles et méthodes employées pour prendre en compte le caractère diphasique de l'évolution de gouttes dans l'air, tout en résolvant l'écoulement de chaque fluide et la thermique couplée à la solidification dans la goutte. La configuration du domaine a été choisie en 2D cartésien.

Dans le dernier chapitre, les simulations sont réalisées en 2D cartésien tout d'abord sur un cas de validation afin d'assurer le bon fonctionnement de la simulation, les résultats obtenus montrent que :

- L'état de surface de substrat (rugosité) joue un rôle important sur la morphologie finale de la lamelle, l'énergie cinétique initiale est convertie plus rapidement en énergie de surface et en travail de forces visqueuses, lorsque l'énergie interne initiale est basse.
- La pression au point d'impact augmente rapidement qui produise une bonne adhérence entre goutte/substrat.
- Le temps d'aplatissement des particules se diffère et se prolonge selon la complexité de l'état de surface.
- Le préchauffage de substrat retarde la solidification et diminue l'éclaboussure.
- Plus la surface est traitée (convergence vers une surface lisse) plus l'étalement soit bon avec une rapidité de solidification.
- La présence de l'air dans la particule est un défaut majeur de projection à éviter malgré l'existence de la couche d'oxyde car il favorise le rebond.

Les perspectives de ce travail concernent la mise en place de la simulation en 3D de l'impact de gouttes, bien que cela nécessite une taille mémoire conséquente. Cependant, l'analyse 2D des phénomènes a permis de donner un ordre de grandeur des dimensions de maillage à respecter ainsi que de localiser les zones où l'on devra porter notre attention.

Une étude sur l'état de diffusion de la particule avec un impact oblique combinée à l'état de surface de et leur influence sur la formation d'une lamelle et par conséquent l'empilement des couches d'un revêtement.

Références bibliographiques

A

Abdellah El-Hadj A., Zirari M and Bacha N. (2010)
"Numerical analysis of the effect of the gas temperature on splat formation during thermal spray process". Applied Surface Science, vol. 257, pp. 1643–1648

Ahmed A.M., Rangel R.H and Sobolev V.V., Guilemany J.M. (2001)
"In-Flight Oxidation of Composite Powder Particles During Thermal Spraying". Heat and Mass Transfer, vol. 44, pp. 4667-4677.

Ait moudid L. (2007)
"Couplage Fluide-Structure pour la simulation numérique des écoulements fluides dans une conduite `a parois rigides ou élastiques, en présence d'obstacles ou non". Thèse de doctorat, Université d'Artois.

Allen R.F. (1988)
"The mechanics of splashing". Journal of colloid and interface science, vol, 124, n°1, pp, 309-316.

Ansar S.A (2004)
"Co-projection d'alumine et d'acier inoxydable par plasma d'arc". Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Aziz S. D and Chandra S. (2000)
"Impact, recoil and splashing of molten metal droplets". Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 43, pp. 2841-2857.

B

Basu S.N., Ye G., Khare R., McCandless B., Gevelber M and Wroblewski D. (2009)
"Dependence of splat remelt and stress evolution on surface roughness length scales in plasma sprayed thermal barrier coatings". Int. Journal of Refractory Metals & Hard Materials, vol. 27, pp. 479–484.

Ben Ettouil F. (2008)
" Modélisation rapide du traitement de poudres en projection par plasma d'arc". Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Ben Ettouil F., Pateyron B., Ageorges H., El Ganaoui M., Fauchais P., Mazhorova O. (2007)
"Fast modeling of phase change in a particle injected within a d.c. plasma jet". J. Thermal Spray Technology, vol. 16, pp. 744-750.

Bennaoua S. (2008)
Thèse de doctorat, Université de Tunisie.

Bianchi L. (1995)
"Projection par plasma d'arc et plasma inductif de dépôts céramiques: mécanismes de formation de la première couche et relation avec les propriétés mécaniques des dépôts". Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Bonn D., Bergeron V., and Vovelle L. (2002)

Quand les gouttes ne rebondissent plus. La recherche, vol. 35l, pp, 40-43.

Boulos M.I., Fauchais P., and Pfender E. (1994)
"Thermal Plasmas Fundamentals and Applications". Plenum Press, New York. Vol. 1, ISBN 978-1-4899-1337-1

Brackbill J.U., Kothe D. B & C. Zemach. (1992)
"A continuum method for modeling surface tension". J. Comp. Phys, vol. 100, pp. 335-354.

Briel I W and Getzel, E.E. (2009)
"Postsecondary options for students with autism. In Autism and transition to adulthood: Success beyond the class room". Baltimore, MD: Paul H. Brookes, pp.189-207.

Brutin D. (2003)
"Drop impingement on a deep liquid surface: study of a crater's sinking dynamics".C. R. Mécanique, vol. 331, pp. 61-67.

Bussmann M., Mostaghimi J and Chandra S. (1999)
"On a three-dimensional volume tracking model of droplets". Physics of Fluids, vol. 11, pp. 1406-1441.

C

Cedelle J., (2005)
"Etude de la formation de lamelles résultant de l'impact de gouttes millimétriques et micrométriques : Application à la réalisation d'un dépôt par projection plasma". Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Cedelle J., Vardelle M., Pateyron B and Fauchais P. (2004)
"Experimental investigation of the splashing processes at impact in plasma sprayed coating formation". Thermal Spray Solutions, Advances in technology and application, Osaka, Japan. ISBN 3-87155-792-7.

Chandra S and Avedisian C. T. (1991)
"On the collision of a droplet with a solid surface". Proc. R. Soc. London, vol. A 432, n°13, pp. 2771-2789.

Chraska T and King A. H. (2002)
"Effect of different substrate conditions upon interface with plasmasprayed zirconia-a TEM study". Surface and Coatings Technology, vol. 157, pp. 238–246.

D

Daly B. J. (1969)
"A technique for incuding surface tension eects in hydro_dynamic calculations". J. Comput. Phys, vol. 4, pp. 97-117.

Davis J. R., 2004.
Handbook of Thermal Spray Technology. ASM International.

Diez P and Smith R.W. (1993)

"The Influence of Powder Agglomeration Methods on Plasma Sprayed Yttria Coatings", Journal of Thermal Spray Technology, vol. 2, n°2, pp.165-178.

Donald Rolph W and Bathe K. J. (1982)
"An efficient algorithm for analysis of nonlinear heat transfer with phase changes". International Journal for Numerical Methods in Engineering, vol. 18, pp. 119-134.

Donald A. Mc., Moreau C and Chandra S. (2007)
"Effect of substrate oxidation on spreading of plasma-sprayed nickel on stainless steel". Surface & Coatings Technology, vol. 202, pp. 23–33.

Dussan E. B., Ramé V and Garoff E. (1991)
"On identifying the appropriate boundary conditions at a moving contact. lne: an experimental investigation". Journal of Fluid Mechanics, vol. 230, pp. 97-116.

Dussoubs B. (1998)
"Modélisation tridimensionnelle du procédé de projection plasma : influence des conditions 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.

E

Escure C., Vardelle M., Vardelle A and Fauchais P., (2001)
"Visualization of the Impact of Drops on a Substrate in Plasma Spraying Deposition and Splashing Modes". Thermal Spray, New Surface for a New Millenium, C.C. Berndt, K.A. Khor, and E.F. Lugscheider, ed., ASM International, Materials Park, OH, pp. 805-812.

Escure C., Vardelle M., Fauchais P and Grimaud A. (2000)
"Vizualisation of particle impact in thermal spray". Montréal, pp, 743-752.

F

Fataoui M. K. (2007)
"Développement de modèles thermomécaniques de construction de dépôts obtenus par projection thermique. Modèle mécano thermique de l'étalement de la gouttelette". Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Fataoui K., Pateyron B., Calvé N and El ganaoui M. (2010)
"Modèle d'étalement d'une goutte en projection plasma: application au revêtement de matériaux thermiquement dégradables", SPCTS UMR6638 CNRS, Université de Limoges.

Fauchais P., Fukumoto M., Vardelle A and Vardelle M. (2003)
"Knowledge concerning splat formation: an invited review". Journal of Thermal Spray Technology, Vol. 13, n°3, pp. 337-360.

Fauchais P., Vardelle A and Dussoubs B., (2001)
"Quo Vadis Thermal Spraying". J. of Thermal Spray Technology, vol. 10, n°1, pp. 44 – 46.

Fukanuma H. (1996)

"Practical Solutions for Engineering Problems, Cincinnati" in: C.C. Berndt (Ed.), Thermal Spray. U.S.A. 9th National Thermal Spray, Conference proceeding, ASM International, p. 647.

Fukanuma H and Ohmori A. (1994)
"Behavior of molten droplet impinging on flat surfaces, in Thermal Spray: Industrial Applications". ed. C.C. Brandt and S. Sampath, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, pp. 563-568.

Fukumoto M., Shiiba M. and Yasui T., (2004)
"Effect of substrate surface change by heating on transition in flattening behavior of thermal sprayed particles". International Thermal Spray Conference and Exposition, Osaka, Japan.

G

Ghafouri-Azar R., Mostaghimi J., Chandra S and Charmchi M. (2003)
"A stochastic model to simulate the formation of a thermal spray coating". Journal of Thermal Spray Technology, vol. 12, pp. 53–69.

Ghafouri-Azar R., Shakeri S., Chandra S and Mostaghimi J. (2002)
"Numerical Simulation of Offset Deposition for Sequential Tin Droplets", Proc. of Int. Thermal Spray Conference Essen, E. Lugscheider (ed.), DVS Düsseldorf, Germany, pp. 972-978.

Gougeon P and Moreau C. (2001)
"Simultaneous independent measurement of splat diameter and cooling time during impact on a substrate of plasma sprayed molybdenum particles". J. Thermal Spray Technology, vol. 10, n°1, pp. 76-82.

Goutier S., Vardelle A., Fauchais P. (2012)
"Understanding of spray coating adhesion through the formation of a single lamella". Journal of Therm Spray Technol, Vol. 21, n° 3-4, pp.522-530.

Gueyfrer D. (2000)
"Etude de l'impact de gouttes sur un film liquide mince. Développement de la corolle et formation de projections", thèse de doctorat, Université à Paris.

Gueyffier D., Nadim A., Li J., Scardovelli R and Zaleski S. (1999)
"Volume of fluid interface tracking with smoothed surface stress methods for three-dimensional flows". J. Comput. Phys, vol. 152, n°2, pp. 421-456.

Gueyffier D and Zaleski S. (1998)
"Formation de digitations lors de l'impact d'une goutte sur un film liquide". C. R. Acad. Sci. Serie II b, vol. 326, pp. 839_844.

Gulyaev I.P., Solonenko O.P and Smirnov A.V. (2010)
"Model experiments on impact of hollow spherical droplets onto flat substrate". Khristianovich Institute of Theoretical and Applied Mechanics, SB RAS, Novosibirsk, 630090, Russia

H

Haley P and Miksis M. (1991)
"The effect of contact line on droplet spreading". Journal of Fluid Mechanics, vol. 223, pp. 57-81.

Harfel S and Poulikakos D. (2003)
"Experimental investigation of the transient impact fluid dynamics of a molten microdroplet pile-up". Int. J. Heat Mass Trans, vol. 46, pp.535-550.

Harlow F. H and Shannon J. P. (1967)
"The splash of a liquid drop". J. Appl. Phys, vol. 38, n°10, pp. 3855-3866.

Harlow F. H and Welsh J. E. (1965)
"Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow with free surface". Phys. Fluids, vol. 8, pp. 2182-2189.

Healy W. M and Abdel-khalik S.I. (2001)
"Surface wattingeffects on the spreading of liquid droplets impacting a solid surface at low Weber numbers". Int. J. Heat Mass Trans, vol. 44, pp. 235-240.

Hirt C. W and Nicholls B. D. (1981)
"Volume of fluid (VOF) method for the dynamics of free boundaries". J. Comput. Phys, vol. 39, pp. 201-225.

Historical Patent #1. (1900 ;1996)
"Method of electric-arc heating and apparatus therefore specification forming part of letters". Patent, n° 641, p. 767, JTST, Vol. 5, n°3.

Houben J. M. (1988)
"Relation of the adhesion of plasma sprayed coatings to the process parameters: size, velocity and heat content of the spray particles", Ph.D. Thesis, Technische Universiteit, Eindhoven, The Netherlands.

https://www.techniques-ingenieur.fr/. Consulté en 2011.

Hugues masse. (2000)
"Couplages thermomécaniques lors de la solidification de matériaux polymères". Thèse de doctorat, Université Bordeaux I.

J

Josserand C and Zaleski S. (2001)
"Impact de gouttes sur un film liquide mince". Congrès Français de Mécanique, 1-6.

Jiang X., Matejicek J and Sampath S. (1999)
"Substrate temperature effects on splat formation, microstructure development and properties of plasma sprayed coatings Part II: Case study for molybdenum". Material Science and Engineering A, vol. 272, pp. 189-198.

K

Kang C.W and Ng H.W. (2006)
"Splat morphology and spreading behavior due to oblique impact of droplets onto substrates in plasma spray coating process". Surface & Coatings Technology, vol. 200, pp. 5462 – 5477.

L

Lacroix M. (1989)
"Computation of heat transfer during melting of a pure substance from an isothermal wall". Numerical Heat transfer, vol. 15, pp. 191-210.

Le Bot C. (2003)
"Impact **et** solidification de gouttes métalliques sur un substrat solide**".** Thèse de doctorat, Université. Bordeaux I.

Le Bot C., Vincent S. and Arquis E. (2003)
"Impact and solidification of indium droplets on a dry substrate". Soumis à Int. J. Thermal Sci.

Leger A.c., Vardelle M., Vardelle A., Fauchais P., Sampath S., Berndt C.C. and Herman H. (1996)
"Plasma sprayed zirconia: relationship between particle parameters, splat formation and deposit generation. Part1: impact and solidification". Journal of Thermal Spray: Partical solutions for engeneering problems, pp, 623-626.

Lewis R. W., Morgan K., Thomas H. R and Seetharamu K. N. (1996)
"The finite element method in heat transfer analysis". Wiley.

Loulou T. (1995)
"Etude expérimentale de l'évolution des conditions thermiques de contact lors de la solidification d'une goutte tombant sur une parois métallique refroidie". Thèse de doctorat, Université de Nantes.

M

Madejski J. (1976)
"Solidification of droplets on a cold surface", Int. J. Heat and Mass Transfer, vol. 19, pp 1009-1013.

Makhlouf H. (2008)
"Modélisation numérique du soudage à l'arc des aciers". Thèse de doctorat à l'Ecole Nationale Supérieure des Mines de Paris.

Manual of Ansys. (2011)
Ansys.inc, USA

McDonald A., Moreau C and Chandra S. (2007)
"Effect of substrate oxidation on spreading of plasma-sprayed nickel on stainless steel ". Surface & Coatings Technology, vol. 202, pp. 23–33.

MEBDOUA Y. (2008)

"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.

Muehlberger E. (1974a)
"Method and apparatus for effecting high-energy dynamic coating of substrates". US Patent 3-839-618.

Muehlberger E. (1974b)
"A high energy plasma coating process". Welding Institute, 7-th International Metal Sparying Conference, pp. 245-256.

Mundo C., Sommerfeld M. and Tropea C. (1995)
"Droplet- wall collision: experimental studies of the deformation and break-up process". Int. J. Multiphase Flow, vol. 21, n°2, pp. 151-173.

N

Nocholas X., Traore P., Mojtabi A and Clatigirone J. P. (1997)
"Augmented Lagrangian method and open boundary conditions in 2D simulation of poiseille-Bénnard channel flow". Int. J. Numer. Methodes Fluids, vol. 25, n°2, pp. 265-283.

O

Osher S. and Sethian J. A. (1988)
"Fronts propagating with curvature-dependent speed: Algorithms based on Hamilton-Jacobi formulations". J. Comput. Phys, vol. 79, pp. 12-49.

P

Papon P., Leblond J and Meijer P. H. E. (1999)
"Physique des transitions de phases, concepts et applications". Dunod, Paris.

Pasandideh-Fard M., Chandra S and Mostaghimi J. (2002)
"A three dimensional model of droplet impact and solidification". Int J Heat Mass Transfer, vol. 45, pp. 2229-2242

Pasandideh-Fard M., Pershin V., Chandra S and Mostaghimi J. (2002).
"Splat shapes in a thermal spray coating process: Simulations and experiments". J Thermal Spray Techno, vol. 11, pp. 206-217.

Pasandideh-fard M and Mostaghimi J. (1996)
"Droplet impact and solidification in a thermal spray process : droplet-substrate interaction". Thermal spray: Practical Solutions for Engineering Problems, C. C. Berndt (Ed.), Pub. ASM International, Material Park, Ohio-USA, pp. 637-646.

Pasandideh-fard M., Bhola R., Chandra S. and Mostaghimi J. D. (1998)
"Deposition of tin droplets on a steel plate: simulation and experiments. Int. J. Heat Mass Trans, vol. 41, pp. 2929-2945.

Patru J. (2005)
"Modélisation du Développement des Contraintes Résiduelles au Sein de Dépôts Plasma de Zircone et d'Acier". Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Pershin V., Lufitha M., Chandra S and Mostaghimi J. (2003)
"Effect of substrate temperature on adhesion strength of plasma-*sprayed* nickel coatings". *J. Therm. Spray Technol, vol. 12, pp. 370–376.*

Pershin V., Thomson I., Chandra S and Mostaghimi J. (2000)
"Splashing of nickel droplets during plasma spraying". Thermal Spray: Surface Engineering via Applied Research, (ed.) C.C. Brendt, (pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, pp. 721-727.

Pironneau O. (1988)
"Méthodes des éléments finis pour les fluides", Masson, Paris

Planche M.P., Fauchais P., Coudert J.F., Betoule O and Valletoux H. (1994)
"Comparison of D.C. plasma jet velocity distributions for different plasma gas mixtures: Ar-H2, Ar-He, Ar-He-H2". Proceedings of the 7th National Thermal Spray Conference, Boston, Massachusetts, pp. 349-354.

R

Raessi M., Mostaghimi J and Bussmann M. (2005)
"Effect of surface roughness on splat shapes in the plasma spray coating process". Thin Solid Films, vol. 506– 507, pp. 133 – 135.

Ramaswamy B and Kawahara M. (1978)
"Lagrangian finite element analysis applied to viscous free surface fluid flow". Int. J. Numer. Methods fluids, vol. 7, pp. 953-984.

Rappaz M., Bellet M and Deville M. (2003)
"Numerical Modeling in Materials science and Engineering". 1st edn, Springer, Berlin.

S

Sampath S., Jiang X.Y., Matejicek J., Leger A.C and Vardelle A. (1999)
"Substrate temperature effects on splat formation, microstructure development and properties of plasma sprayed coatings Part I: Case study for partially stabilized zirconia". Material Science and Engineering A, vol. 272, pp 181-188.

Sikalo S., Wilhelm H.D., Roisman I.V.S., Jakirlić C and Tropea C. (2005)
"Dynamic contact angle of spreading droplets: Experiments and simulations". Physics of fluids, vol. 17, n°6, pp. 062101, 062103, 062112.

Schiaffino S and Sonin A.A. (1997).
"Molten droplet deposition and solidification at low Weber numbers". Phys. Fluids, vol. 9, n°11, pp. 3172-3187.

Schoop M.U. (1910; 2001)
"Improvements in or connected with the coating of surface with metal, applicable also for soldering or uniting metals and other materials". United Kingdom Patent office vol. 5, p712 A.D, and JTST, Vol. 10, n° 1.

Schoop M.U. (1914 ; 1915)
"Apparatus for spraying molten metal and other fusible substances". Application filed and US Patent vol. 1, pp. 133-507 Patented Mar.

Smith C.W., 1974
"The basic principles of flame spraying". Science and Technology Surface Coating, pp 262-270.

Sobolev V.V. (1998)
"Formation of splat morphology during thermal spraying". Materials Letters, vol. 36, pp, 123-127.

T

Thorodsen S.T. and Sakakibara J. (1998)
"Evolution of the fingering pattern of an impacting drop". Phys. Fluids, vol. 10, n°6, pp, 1359-1374.

V

Vacquie S., Coudert J.F., Aubes M., Chapelle J., Gleizes A., Haug R., Juttner B., Lefort A., Proulex P and Verite J.C. (2000)
" L'arc électrique". CNRS Editions Eyrolles, pp. 56-57.

Vincent D. (2007)
"Contribution à l'Etude des Propriétés Optiques de Dépôts Plasma de Zircone Yttriée: Influences de leurs Caractéristiques Microstructurales et Physico-chimiques". Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Vincent S. (1999)
"Modélisation d'écoulements incompressibles de fluides non-miscibles". Thèse de doctorat, Université Bordeaux I.

Voller V.R. (1990)
"Fast implicit finite difference method for the analysis of phase change problems".IMA Journal of Numerical Analysis, vol. 30, pp. 875-898.

Voller V.R., Swaminathan C.R and Thomas B.G. (1990)
"Fixed grid techniques for phase change problems". Numerical Heat Transfer Part B, vol. 17, pp. 155-169.

W

Waldvodel J. M., Poulikakos D., Wallas D.B. and Marusak R. (1996)
"Transport phenomena in picoliter size solder droplet dispension. Transaction of the ASME Journal of heat transfert", vol. 118, pp. 148-156.

Wei H and CHEN D.Y.S. (1998)
"The gas- liquid interface tracking using level set approach for die casting application. Modeling of casting, Welding and Advanced Solidification Process VIII". San Diego, California, pp. 133-140.

X

Xue M., Heichal Y., Chandra S and Mostaghimi J. (2006)
"Modeling the impact of a molten metal droplet on a solid surface using variable interfacial thermal contact resistance". J Mater Sci (2007), vol. 42, pp. 9–18. Springer Science+Business Media, LLC 2006.

Xu L., Zhang W and Nagel S. (2005)
"Drop splashing on a dry smooth surface". Phys Rev Lett, vol. 94, n°184505.

Y

Yıldırım B and Müftü S. (2012)
"Simulation and analysis of the impact of micron-scale particles onto a rough surface". International Journal of Solids and Structures, vol. 49, pp. 1375–1386

Yarin A. L and Dweiss A. (1995)
"Impact of drops on solid surfaces: self similar capillary waves, and splashing as a new type of kinematic discontinuity. Journal of Fluid Mechanics, vol. 283, pp, 141-173.

Youngs D.L. (1982)
"Time-dependent multimaterial flow with large fluid distortion. Numerical Methods for Fluid Dynamics", Academic Press, New York, pp. 273–285.

Z

Zaleski S., LI J and Succi S. (1995)
"Two-dimensional Navier-Stokes simulation of deformation and breakup of liquid patches".
Phys. Rev. Lett., vol. 75, pp. 244-247.

Vardelle M., Vardelle A., Leger A. C., Fauchais P and Gobin D. (1994)
"Influence of particle parameters at impact on splat formation and solidification in plasma spraying processes". J. Thermal Spray Technology, vol. 4, n°1, pp 50-58.

Zhao Z., Poulikakos D and Fukai J. (1996)
"Heat transfer and fluid dynamics during the collision of a liquid droplet on a substrate––I. Modeling". Int. J. Heat Mass Transfer, vol. 39, pp. 2771–2789.

Zhang H., Wang X. Y., Zheng L. L and Jiang X. Y. (2001)
"Studies of splat morphology and rapid solidification during thermal spraying", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 44, pp. 4579-4592.

Zirari M. (2011)
"Modélisation de la construction d'un dépôt par projection thermique: De la formation d'une lamelle à l'empilement des couches". Thèse de doctorat, Université Saad Dahleb, Blida.

Zirari M., Abdellah El-Hadj A and Bacha N. (2010)
"Numerical analysis of partially molten splat during thermal spray process using the finite element method". Applied Surface Science, vol. 256, pp. 3581–3585.

Publication scientifique