

UNIVERSITE DE LIMOGES
ECOLE DOCTORALE Science – Technologie – Santé
Faculté des Sciences et Techniques

Thèse N° 8-2008

Thèse pour obtenir le grade de
Docteur de l'Université de Limoges

Discipline : *Matériaux et Procédés*
Spécialité : *Céramiques et Traitement de Surfaces*

Présentée et soutenue par
M. Fadhel BEN ETTOUIL

Le 25 avril 2008

*Modélisation rapide du traitement de poudres en projection
par plasma d'arc*

JURY :

Rapporteurs :

Roger MARTIN, Professeur Université de Provence, Marseille

Bernard SAULNIER, Professeur Université de Poitiers

Examineurs :

Pierre FAUCHAIS, Professeur, Université de Limoges,

Michel JEANDIN, Professeur, Ecole des Mines de Paris

Olga MAZHOROVA, Professeur, Institut Keldish Moscou

Hélène AGEORGES, Maître de conférences, Université de Limoges

Mohamed EL GANAOU, Maître de conférences, Université de Limoges

Bernard PATEYRON, Ingénieur de Recherche CNRS, Docteur ès Sciences physiques

Invités :

Thierry CHARTIER, Directeur de Recherche CNRS, Directeur SPCTS

Michel COMBARNOUS, Professeur émérite Université Bordeaux 1,
Professeur associé à l'Université de Gabès.

A mes parents Hamad et Mansoura

*A mes frères : Salem, Fadhila, Samia et
son époux Hédi*

*A ma chère et tendre Hazar et toute la
famille SNOUSSI : Mme Afifa, Rafika et
Mohammed Manef*

*A la famille BOUKHARATA : Kacem,
Nefla Yahia et Eya.*

A la mémoire de Guy Delluc,

Décédé le 15 décembre 2002 dans un accident de la route.

Je ne vous ai pas connu, Monsieur Delluc, mais j'ai eu la chance de bénéficier de votre dernière œuvre. Vous avez réalisé une architecture de « Jets&Poudres » particulièrement ergonomique et agréable à utiliser. Vos travaux en collaboration avec M. Bernard Pateyron, sur ce logiciel sont la justification et le point de départ de cette thèse.

Remerciement :

Ce travail de thèse a été réalisé au sein de l'axe 2 du laboratoire « Sciences des Procédés Céramiques et Traitement de Surfaces » UMR 6638.

A la **Région Limousin** qui m'a généreusement accueilli et qui a financé ces travaux de thèse, j'exprime ma gratitude.

A Monsieur le Professeur **Pierre Fauchais**, Professeur Emérite

Recevez, Monsieur, mes plus sincères remerciements pour m'avoir accueilli dans votre laboratoire. Je tiens également à vous exprimer ma reconnaissance pour votre grande disponibilité, votre rigueur scientifique, votre enthousiasme et vos précieux conseils qui ont fait progresser ce travail. La confiance que vous m'avez accordée pendant ces trois ans m'a permis de progresser. Soyez assuré de toute mon estime et de mon profond respect.

A Madame **Olga Mazhorova**, Professeur de "Kelsysh Institute of Applied Mathematics RAS, Russie

Je vous adresse toute ma gratitude pour votre collaboration et le temps que vous m'avez accordé durant votre séjour à Limoges et votre contribution à ce travail. Soyez assurée de mon profond respect.

A Monsieur **Bernard Pateyron**, Ingénieur de recherche CNRS,

Les remerciements exprimés ici ne seront jamais à la hauteur de ce que je vous m'avez appris. Vous avez guidé ces travaux de thèse avec une implication et un soutien sans faille. Je vous exprime toute ma reconnaissance pour votre aide, vos nombreux conseils, et votre bonne humeur. Soyez assurés de tout mon respect et de ma profonde gratitude.

A Monsieur **Roger Martin**, professeur de l'université de Provence, et

A Monsieur **Bernard Saulnier**, professeur de l'université de Poitiers,

Vous me faites l'honneur d'accepter d'être les rapporteurs de ce travail et d'examiner mon mémoire. Je tiens à vous exprimer mes plus vifs remerciements.

A Monsieur **Michel JEANDIN**, Professeur, Ecole des Mines de Paris

C'est un plaisir et un honneur pour moi que vous acceptiez de juger ce travail, je suis très sensible à votre présence dans ce jury. Je vous remercie du temps que vous avez bien voulu m'accorder.

A Madame **Hélène Ageorges**, Maitre de conférences,

Je vous adresse ma sincère reconnaissance pour vos conseils, votre disponibilité. Vous avez contribué à la réalisation de ce travail. Soyez assurée de mon plus profond respect.

A Monsieur **Mohammed El Gannaoui**, Maitre de conférences,

Je vous exprime toute ma reconnaissance pour votre aide et vos conseils pertinents et le soutien que vous m'avez apporté tout au long de ma thèse. Trouvez ici l'expression de ma sincère gratitude.

A Monsieur **Thierry Chartier**, Directeur de recherche CNRS, Directeur du SPCTS,

Vous représentez ici l'ensemble du laboratoire SPCTS à qui j'adresse par votre truchement mes remerciements pour son accueil.

A monsieur Michel COMBARNOUS, Professeur émérite de l'Université Bordeaux 1 et Professeur associé à l'Université de Gabès.

Vous me faites le très grand honneur de participer à ce jury, recevez ici l'expression de ma profonde gratitude

Je suis reconnaissant envers Monsieur **Nicolas Calvé**, pour son aide et soutien précieux dans la mise au point des codes réalisés lors de cette thèse et pour toutes les astuces et les secondes gagnées en temps de calculs. Je souhaite inclure dans mes remerciements les personnes du laboratoire SPCT qui ont bien voulu me faire part de leur expérience pratique et théorique dans le domaine de la projection plasma et particulièrement Monsieur **Alain Grimaud**. Je voudrais adresser un remerciement particulier à tous mes amis qui m'ont soutenu et que j'ai côtoyés pendant ces années de thèse : Raed, Ahmed, Omar, Said, Julien, Liliane, Léon, Khaled, Elise, Beatrice, Sebastien, Aurelien, Ramuntxo, Manu, Teddy, Simon, Olivier, ...

Table des matières

Table des matières	I
Nomenclature	V
Liste des figures	X
Liste des tableaux	XIX
Introduction générale.....	1
Bibliographie de l'introduction générale.....	4
I. La projection plasma	9
I.1. La projection thermique	9
I.1.1. La projection par flamme	9
I.1.1.1 La projection flamme-poudre.....	9
I.1.1.2 La projection flamme-fil	10
I.1.1.3 Projection supersonique par combustion.....	10
I.1.1.4 Le canon à détonation.....	10
I.1.2. La projection par arc électrique.....	11
I.1.2.1 La projection arc-fil.....	11
I.1.2.2 La projection par plasma d'arc soufflé.....	11
I.2. La projection plasma	12
I.2.1. Principe.....	12
I.2.2. Fonctionnement de la torche à plasma d'arc	15
I.2.2.1 Amorçage de l'arc	16
I.2.2.2 Le gaz plasmagène	16
I.2.2.3 Injection des gaz.....	18
I.2.3. Formation du jet plasma	19
I.2.4. Ecoulement du jet plasma	23
I.2.5. Développement des torches de projection.....	24
I.2.6. Traitement des particules dans le jet plasma	26
I.2.6.1 Injection de la poudre	26
I.2.6.2 Transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement plasma-particules..	32

I.2.6.3	Effet des fluctuations du jet plasma sur le traitement des particules.....	38
I.2.7.	Impact et formation du dépôt	39
I.3.	Modèle du procédé de projection plasma.....	43
I.3.1.	Modèle 1-D	43
I.3.1.1	Hypothèse de plasma infini	43
I.3.1.2	Jet de plasma	45
I.3.1.3	Traitement de particule.....	46
I.3.2.	Modèle 2-D	47
I.3.2.1	Jet plasma	48
I.3.2.2	Traitement des particules.....	51
I.3.3.	Modèle 3-D	53
I.3.3.1	Jets de plasma.....	53
I.3.3.2	Traitement de particule.....	54
I.4.	Conclusion.....	55
	Bibliographie du chapitre I.....	56
II.	Chapitre 2 : Modèle du traitement d'une particule injectée dans un jet plasma	67
II.1.	Introduction	67
II.2.	Etat de l'art : le modèle « Jets&Poudres »	67
II.2.1.	Code GENMIX	67
II.2.2.	Simulation de l'écoulement du jet plasma	69
II.2.2.1	Paramètres du modèle	69
II.2.2.2	Modèle de turbulence	70
II.2.2.3	Propriétés de transport.....	71
II.2.3.	Transfert plasma-particule : modèle thermiquement mince.....	72
II.2.4.	Modèle de la poudre et de la formation du dépôt.....	73
II.2.5.	Validation du modèle « Jets&Poudres »	74
II.3.	Modèle des transferts plasma-particules	76
II.3.1.	Les limites du modèle thermiquement mince	77
II.3.2.	Hypothèses	78
II.3.3.	Formulation mathématique	78
II.3.3.1	Transfert de chaleur.....	78
II.3.3.2	Fusion : Problème de Stefan.....	80
II.3.3.3	Evaporation : modèle de pression de retour	81
II.3.3.4	Re-solidification	90

II.3.4.	Couplage avec la dynamique de la particule	90
II.3.5.	Schéma numérique	91
II.4.	Résultats préliminaires	97
II.5.	Conclusions	99
Bibliographie du chapitre II		100
III.	Modèle de dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur	105
III.1.	Introduction	105
III.2.	Influence de la dispersion de la poudre sur le processus de projection plasma	105
III.2.1.	Influence de l'angle δ	109
III.2.1.1	Sur le traitement d'une particule isolée	109
III.2.1.2	Sur la construction du dépôt	109
III.2.2.	Influence de la vitesse d'injection	111
III.2.2.1	Sur le traitement d'une particule isolée	111
III.2.2.2	Sur la construction du dépôt	111
III.2.3.	Influence de la masse de la particule	113
III.2.3.1	Sur le traitement d'une particule isolée	113
III.2.3.2	Sur la construction du dépôt	113
III.3.	Modèle de transport de la poudre dans l'injecteur et évaluation de sa dispersion	115
III.3.1.	Calcul du profil radial de vitesse du gaz porteur	115
III.3.2.	Simulation d'une distribution granulométrique	117
III.3.3.	Trajectoires des particules dans l'injecteur	118
III.3.4.	Traitement des collisions	119
III.3.4.1	Collisions particules-paroi	119
III.3.4.2	Collisions particule-particule	121
III.3.5.	Caractérisation de la dispersion	123
III.3.6.	Exemple : effet de la longueur de l'injecteur	124
III.4.	Conclusion	126
Bibliographie du chapitre III		128
IV.	Validations et résultats	129
IV.1.	Introduction	129
IV.2.	Modèle de transfert plasma-particule	130
IV.2.1.	Optimisation des paramètres de discrétisation	130
IV.2.1.1	Optimisation du pas de temps	130
IV.2.1.2	Effet du pas d'espace	131

IV.2.2.	Validation du modèle	133
IV.2.3.	Etude du traitement des particules dans un jet de plasma	136
IV.2.3.1	Influence des propriétés thermiques du matériau.....	136
IV.2.3.2	Influence des conditions d'injection.....	140
IV.2.3.3	Influence des paramètres du gaz plasmagène.....	143
IV.2.3.4	Influence des paramètres de la torche	149
IV.2.4.	Application du modèle à la projection de poudres nanométriques agglomérées ...	155
IV.2.4.1	Principe de la projection de poudres nanométriques agglomérées.....	155
IV.2.4.2	Adaptation du modèle thermique au traitement de particules nanostructurés agglomérés.....	155
IV.2.4.3	Résultats	160
IV.3.	Modèle de dispersion de la poudre.....	166
IV.3.1.	Profil radial de vitesse du gaz porteur	166
IV.3.2.	Trajectoire d'une particule	167
IV.3.3.	Etude de la dispersion de deux poudres	169
IV.3.3.1	Distribution des particules sur la section de sortie de l'injecteur.....	170
IV.3.3.2	Distribution de la vitesse	172
IV.3.3.3	Distribution de l'angle δ	174
IV.3.3.4	Distribution de l'angle Φ	177
IV.3.3.5	Dépôts résultants des deux dispersions	178
IV.3.4.	Etude de la projection d'une poudre avec différentes granulométries	181
IV.4.	Conclusion.....	184
	Bibliographie du chapitre IV	186
	Conclusion générale et perspectives	189
	Annexe 1 : Méthode GenMix.....	ii
	Bibliographie Annexe 1	v
	Annexe 2 : Ergonomie des logiciels.....	vi
	Annexe 3 : Détermination de la surface de recouvrement	x

Nomenclature

Nomenclature latine

A : constante ()

Bi : nombre de Biot (-)

C : constante ()

C_D : coefficient de trainée (-)

C_m : coefficient intervenant dans l'expression de la force de thermophorèse (-)

C_p : chaleur spécifique ($J.kg^{-1}.K^{-1}$)

C_s : coefficient de glissement thermique (-)

C_t : distance de saut pour les conditions limites (m)

d : diamètre (m)

D : diamètre de la tuyère (m)

D : rayon du splat (m)

D_i : diamètre de l'injecteur (m)

dt : pas de temps (s)

\overline{dt} : pas de temps adimensionnel (-)

e_{int} : énergie interne de la particule (J)

$erfc(x)$: fonction erreur complémentaire

f : coefficient de frottement (-)

f_0, f_1, f_2 : coefficient correctifs du nombre de Nusselt (-)

f', f'' : coefficient correctifs du coefficient de trainée (-)

F : vecteur force (kg.m.s^{-2})

F_D : force de trainée (kg.m.s^{-2})

F_{ma} : force de masse ajoutée (kg.m.s^{-2})

F_r : force liée à la rotation (kg.m.s^{-2})

F_B : force de Basset (kg.m.s^{-2})

F_{th} : force de thermophorèse (kg.m.s^{-2})

g : vecteur accélération de la pesanteur (m.s^{-2})

h : coefficient d'échange de chaleur ($\text{W.m}^{-2}.\text{K}^{-1}$)

H : enthalpie (J.kg^{-1})

I : intensité du courant d'arc (A)

k : constante de Karman (-)

k_4 : constante (-)

K_B : constante de Boltzmann = $1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$

ℓ : épaisseur d'une phase (liquide ou solide) (m)

l_m : longueur de mélange (m)

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

L_{lv} : chaleur latente d'ébullition (J.kg^{-1})

m : masse (kg)

m : vitesse adimensionnelle de la vapeur (-)

M : masse molaire (g.mol^{-1})

Ma : nombre de Mach (-)

M_0^p : débit massique du gaz plasmagène (kg.s^{-1})

Nu : nombre de Nusselt

P : Puissance (W)

p : pression (Pa)

Pr : nombre de Prandtl (-)

q : vecteur flux de chaleur (W.m^{-2})

Q : énergie absorbée à la surface de la particule (J)

Q_n' : énergie spécifique dissipée par évaporation (J.kg^{-1}).

r : rayon (m)

\bar{r} : rayon adimensionnel

R_{int}^* : résistance thermique de contact ($\text{m}^2.\text{K.W}^{-1}$)

Ra : rugosité (μm)

Re : nombre de Reynolds (-)

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

St : nombre de Stefan (-)

t : temps (s)

T : température (K)

\bar{T} : température adimensionnelle (-)

u^* : vitesse de frottement (m.s^{-1})

u^+ : vitesse adimensionnelle du gaz (-)

U : nombre de similitude représentant l'effet des parois (-)

u_v : vitesse de la vapeur ($m.s^{-1}$)

V : vitesse moyenne du gaz porteur ($m.s^{-1}$)

v_x, v_y, v_z : composantes de vitesse avant collision ($m.s^{-1}$)

v'_x, v'_y, v'_z : composantes de vitesse après collision ($m.s^{-1}$)

W_{fr} : fraction de masse évaporée qui traverse la couche de Knudsen (-)

y : distance des parois $y = R - r$ (m)

Y : nombre de similitude combinant les variables intérieure et extérieure

y^+ : variable intérieure $y^+ = y \cdot u^*/\nu$ (-)

x, y, z : coordonnées cartésiennes (m)

Nomenclature grecque

α : porosité (-)

α_c : coefficient de condensation (-)

α_v : coefficient de d'évaporation (-)

β : coefficient de rétrodiffusion (-)

$\gamma = c_p/c_v$ rapport des chaleurs spécifique à pression et volume constants (-)

δ : angle du vecteur vitesse et de l'axe de l'injecteur (rad)

κ : conductivité thermique : ($W.m.K^{-1}$)

λ : libre parcours moyen (m)

μ : viscosité dynamique ($kg.m^{-1}.s^{-1}$)

ν : viscosité cinématique ($m^2.s^{-1}$)

ξ : variable extérieure $\xi = y/R$

π : = 3,14159265...

ρ : masse volumique (kg.m^{-3})

ρ^{th} : rendement thermique de la torche

σ^2 : variance de la série statistique

τ_w : contrainte pariétale (N.m^{-2})

\mathcal{G}_{sl} : vitesse du front de changement de phase solide-liquide (m.s^{-1})

\mathcal{G}_{lv} : vitesse du front de changement de phase liquide-vapeur (m.s^{-1})

φ : variable moyennée

Φ : angle du plan défini par le vecteur vitesse et l'axe de l'injecteur (rad)

Γ : coefficient de diffusion moléculaire (-)

ω_p : vecteur rotation de la particule (rd.s^{-1})

Indice :

D : trainée

eb : ébullition

eff : effectif

l : laminaire

t : turbulent

p : particule

s : surface

sat : saturation

∞ : au-delà de la couche limite

Liste des figures

Figure I-1: Principe de la projection plasma d'arc et ses principaux sous-systèmes fonctionnels	14
Figure I-2 : Principe de formation de dépôt par projection plasma [1].....	15
Figure I-3 : Ordre des échelles de temps lors de la formation du dépôt par projection [1]	15
Figure I-4 : Torche plasma (a) à arc transféré (b) à arc soufflé [].....	16
Figure I-5 : Conductivité thermique des mélanges Ar-H ₂ en fonction de la température, à pression atmosphérique calculée avec T&TWinner [9].....	17
Figure I-6 : Enthalpies massiques des mélanges Ar-H ₂ en fonction de la température, à pression atmosphérique calculées avec T&TWinner [9]	17
Figure I-7 : Schéma des différents modes d'injection du gaz plasmagènes dans une torche de projection plasma	18
Figure I-8 : Schéma de la dynamique de l'arc et de l'écoulement du jet dans une torche plasma à courant continu	19
Figure I-9 : Schéma des forces qui s'exercent sur le pied d'arc et la colonne d'arc	20
Figure I-10 : Evolution de la tension d'arc pour les différents modes de fonctionnement de l'arc dans une torche d.c selon [15]	22
Figure I-11 : Ré-accrochage du pied d'arc avec émission de bouffées de plasma	22
Figure I-12 : Différents types de claquage de l'arc dans une torche à plasma d'arc.....	23
Figure I-13 : Ecoulement du jet plasma dans le gaz environnant : 1. Écoulement laminaire, 2. Début de développement de la turbulence, 3. Ecoulement cisailé turbulent, 4. Ecoulement pleinement développé.....	24
Figure I-14 : Principe de la torche à trois anodes (Delta Gun)	25
Figure I-15 : Torche APG selon Metco.....	25
Figure I-16 : Schéma de principe de la torche TRIPLEX (selon Sultzer-Metco).....	26
Figure I-17 : Trajectoire moyenne de particules de zircone (8 % pds Y ₂ O ₃) dans un jet plasma Ar-H ₂ (75 slm Ar, 15 slm H ₂ , diamètre interne de la tuyère 8mm, I= 450 A, V= 71, p= 60 %, poudre +8-25 µm, di injecteur 1,6 mm) [].....	27
Figure I-18 : Trajectoire moyenne des particules de zircone stabilisé (7,5% pds CaO, FC - 15+5 µm) dans un jet plasma dans les mêmes conditions que la Figure 17 (Ar-H ₂ (75	

slm Ar, 15 slm H ₂), diamètre interne de la tuyère 8mm, I= 450 A, V= 71, p= 60 %, poudre +8-25 µm, di injecteur 1,6 mm) [24]	28
Figure I-19 : Paramètres caractéristiques de la dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur	28
Figure I-20 : Nuages de particules sur le substrat situé 10 cm de la sortie de tuyère, calculé pour chaque paramètre de dispersion considéré individuellement (a et b) et pour tous les paramètres combinés (c).....	29
Figure I-21 : Différentes géométrie d'injecteur de poudre	30
Figure I-22 : Dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur selon Gawane et al. [27]	30
Figure I-23 : distribution en sortie de l'injecteur des particules de zircone -45+22 en fonction du rayon de l'injecteur	31
Figure I-24 : Vitesse moyenne en sortie de l'injecteur des particules de zircone -45+22 µm en fonction de leur diamètre.....	32
Figure I-25 : Rapport des différentes forces à la forces de trainé en fonction du diamètre d'une particule de zircone dans un plasma Ar-25%H ₂ de température 5000 K et pour une vitesse relative plasma particule de 500 m.s ⁻¹ [29]	37
Figure I-26 : Les échelles de temps des phénomènes physiques en projection plasma.....	38
Figure I-27 : Photographie de particules de molybdène injectées dans un jet plasma prise avec « Control Vision set-up » - déviation du flash laser de 5 µs [28]	39
Figure I-28 : Influence de vitesse et température des particules d'alumine projetées par plasma avant impact sur la morphologie des lamelles [69].....	40
Figure I-29 : Morphologies de lamelles obtenues sur un substrat en acier []	42
Figure I-30 : Schéma de l'arc stabilisé par parois	45
Figure I-31 : Mouvement d'une particule dans un réseau de Lattice-Boltzmann selon Zhang et al. [117, 118]	53
Figure II-1 : Paramètres de projection utilisés par "Jets&Poudres" dans la simulation du procédé de projection plasma.....	70
Figure II-2 : Distributions radiales de vitesse (a) et de température (b) calculées avec Jets&Poudres et ESTET à différentes distances de la sortie de la tuyère pour un jet Ar- H ₂ (45-15 slm, jet plasma d.c, P= 36300 W, ρ _{th} = 0,50 avec une tuyère de diamètre interne = 7 mm	74
Figure II-3: Distributions axiales de température calculée avec Jets&Poudres et ESTET pour un jet Ar-H ₂ (45-15 slm, jet plasma d.c, P= 36300 W, ρ _{th} = 50%, avec une tuyère de diamètre interne = 7 mm	75

Figure II-4 : Comparaison des profils de vitesse (a), de température (b) et de la concentration de l'air ambiant (c) calculés par les codes de McKelliget (McK), Jets&poudres (J&P) et mesurés (Mes.) pour une torche Miller avec une tuyère de diamètre interne = 8 mm, P=7.4 kW, $\rho_{th} = 52\%$	76
Figure II-5: Aspects considérés dans le traitement d'une particule injectée dans un jet plasma	77
Figure II-6: Discontinuité des propriétés physiques dans la couche de Knudsen.....	83
Figure II-7: Variation de W_{fr} en fonction du nombre de Mach.....	86
Figure II-8 : Effet de α sur les rapports (a) T/Ts et (b) p/ps pour $\gamma = 1$	89
Figure II-9: Effet de α sur (a) ρ/ρ_s et (b) W_{fr} pour $\gamma = 1$	90
Figure II-10: Les changements de phase possibles au sein d'une particule sous condition plasma [47].....	92
Figure II-11 : Evolution du maillage adaptatif selon les changements de phase	92
Figure II-12: Algorithme de calcul du traitement dynamique et thermique d'une particule sous conditions plasma [47]	96
Figure II-13 : Température d'une particule de zircon de 30 μm de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25% vol. 60 L.min ⁻¹ , calculé avec les modèles thermiquement mince et thermiquement épais	97
Figure II-14 : Comparaison des trajectoires d'une particule de zircon de 30 μm de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25% vol. 60 L.min ⁻¹ , calculé avec les modèles thermiquement mince et thermiquement épais.....	98
Figure II-15 : Evolution du front de fusion dans une particule de zircon de 30 μm de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25% vol. 60 L.min ⁻¹ , calculé avec le modèle thermiquement épais	98
Figure III-1 Champs de température du jet plasma Ar-H ₂ 25% vol.....	106
Figure III-2 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur du cas de référence (simulation S0)	108
Figure III-3 : a) Trajectoires et b) températures à la surface d'un particule de zircon ($d_p = 25\mu\text{m}$) injectée avec différents angle δ , $v = 41,5 \text{ m.s}^{-1}$ et $\Phi = 0^\circ$	109
Figure III-4 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur avec une dispersion de l'angle δ dans l'intervalle [-10 ; 10] (simulation S1).....	110
Figure III-5 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S2.....	110

Figure III-6 : a) Trajectoires et b) Températures à la surface d'une particule de zircon ($d_p = 25\mu\text{m}$) injectée avec différentes vitesses et avec $\Phi = 0^\circ$ et $\delta = 20^\circ$	111
Figure III-7 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S3.....	112
Figure III-8 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S4.....	112
Figure III-9 : a) Trajectoires et b) Températures de la surface de particules de zircon de différentes tailles injectées avec $\Phi = 0^\circ$, $\delta = 20^\circ$ et $v = 41,5 \text{ ms}^{-1}$	113
Figure III-10 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S5.....	114
Figure III-11 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S6.....	115
Figure III-12: Schématisation du traitement des collisions particule-paroi	119
Figure III-13 : Changement de repère pour le calcul de la vitesse et des coordonnées de la particule après collision avec les parois	120
Figure III-14 : Calcul des paramètres de la dispersion à la sortie de l'injecteur	124
Figure III-15 : Granulométrie simulée de la poudre d'alumine -22+5.....	124
Figure III-16 : Distribution des vitesses des particules de la poudre d'alumine -22+5 à la sortie des injecteurs de (a) 20 mm et (b) 70 mm.....	125
Figure III-17 : Distribution des angles δ des particules d'alumine -22+5 à la sortie des injecteurs de (a) 20 mm et (b) 70 mm	126
Figure III-18 : Effet des paramètres de dispersion sur la taille et la forme du nuage de points d'impact et du dépôt	127
Figure IV-1 : Test sur les trajectoire d'une particule de fer ($d_p = 60 \mu\text{m}$), injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25%, trajectoires obtenues pour différents pas de temps	131
Figure IV-2 : Test sur les températures de la surface d'une particule de fer, ($d_p = 60 \mu\text{m}$) injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25%, températures obtenues pour différents pas de temps	131
Figure IV-3 : Test sur les températures (a) à la surface et (b) au centre d'une particule de fer, ($d_p = 60 \mu\text{m}$) injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25%, obtenues pour différents pas de temps.	132
Figure IV-4: Test sur les profils de températures dans une particule de fer ($d_p = 60 \mu\text{m}$) injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25%, obtenus pour différents pas de temps.....	132

Figure IV-5: Comparaison (a) des trajectoires et (b) des températures obtenues par le modèle développé et par Dussoubs [4] pour un particule d'alumine de 30 μm de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25 %, 45-15 L.min ⁻¹ avec les conditions opératoires du tableau IV-2.....	134
Figure IV-6 : Comparaison des températures de la surface obtenues par le modèle développé et des résultats numériques et expérimentaux de Vardelle et al. [6] dans le cas d'une particule d'alumine de 30 μm en diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H ₂ 25 %, 45-15 L.min ⁻¹ dans les conditions opératoires du Tableau IV-2	135
Figure IV-7 : Comparaison des températures de la surface obtenues par le modèle développé et des résultats numériques de Klocker et Clyne [7], de Wan et al. [8] et expérimentaux de Smith et al. [9] dans le cas d'un particule de zircone de 30 μm de diamètre injecté dans un jet plasma Ar-H ₂ 23 %, 45-12 L.min ⁻¹ dans les conditions opératoires du tableau IV-3	136
Figure IV-8 : Evolution axiale des températures au centre et à la surface de particules de a) zircone et de b) fer de diamètre de 25 μm injectées dans les jet plasma de référence... ..	137
Figure IV-9 : Evolution axiale des fronts de fusion pour des particules de zircone et de fer de 25 μm de diamètre injectées dans le jet plasma de référence	138
Figure IV-10 : Evolution axiale des fronts de fusion dans des particules de zircone de différents diamètres injectées dans le jet plasma de référence.....	138
Figure IV-11 : Evolution axiale des fronts d'évaporation dans des particules de zircone et de fer de 25 μm de diamètre injectées dans le jet plasma de référence	139
Figure IV-12 : Evolution axiale (a) des fronts d'évaporation et (b) de la masse perdue par évaporation dans des particules de fer de différents diamètres injectées dans le jet plasma de référence	140
Figure IV-13 : Comparaison (a) des trajectoires et (b) des températures d'un particule d'alumine de 30 μm de diamètre injectée au-dessus et au-dessous de l'axe de la torche, dans les conditions de projection de référence.....	141
Figure IV-14 : Comparaison des (a) Trajectoires et (b) Températures de plasma vues par des particule d'alumine de 30 μm de diamètre injectées à différentes positions axiales, dans les conditions de projection de référence	141
Figure IV-15 : Comparaison de l'évolution en fonction du temps (a) de la température de la surface et (b) des fronts de fusion dans un particule d'alumine de 30 μm de diamètre injectée à différentes positions axiales, dans les conditions de projection de référence	142
Figure IV-16 : Ajustement de la vitesse d'injection en de la position axiale de l'injecteur ..	142

Figure IV-17 Iso-vitesse dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H ₂ 25% vol de débits respectifs (a) 50 L.min ⁻¹ et (b) 70 L.min ⁻¹	143
Figure IV-18 Iso-températures dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H ₂ 25% vol de débits respectifs (a) 50 L.min ⁻¹ et (b) 70 L.min ⁻¹	144
Figure IV-19 : Comparaison (a) des vitesses et (b) des températures à la surface d'une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ de différents débits masses	144
Figure IV-20 : Evolution du front de fusion d'une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ 25%vol de différents débits masses	145
Figure IV-21 : Iso-conductivités thermiques (W.m ⁻¹ .K ⁻¹) dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H ₂ (a) 60 L.min ⁻¹ (1,25 g.s ⁻¹) 25% vol en hydrogène et (b) 50 L.min ⁻¹ (1,23 g.s ⁻¹) 10 % vol en hydrogène	146
Figure IV-22 : Iso-vitesses dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H ₂ a teneur de (a) 60 L.min ⁻¹ (1,25 g.s ⁻¹) 25% vol vol en hydrogène et (b) 50 L.min ⁻¹ (1,23 g.s ⁻¹) 10 % vol en hydrogène	147
Figure IV-23 : Comparaison (a) des températures de la surface et (b) et au centre d'une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ de différentes teneurs en hydrogène.....	148
Figure IV-24 : Evolution du front de fusion dans d'une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ de différentes teneurs en hydrogène	148
Figure IV-25 : Comparaison de l'évolution des fronts de solidification dans une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ pour différentes teneurs en hydrogène.....	149
Figure IV-26 : Iso-vitesses dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H ₂ 25 % vol pour un diamètre de la tuyère de (a) 6 mm et (b) 8 mm.....	150
Figure IV-27 : Iso-températures dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H ₂ vol. pour un diamètre de tuyère de (a) 6 mm et (b) 8mm	150
Figure IV-28 : Comparaison (a) des température à la surface et (b) au centre d'une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ 25% vol. pour différents diamètres de tuyère.....	151
Figure IV-29: Effet du diamètre de la tuyère sur l'évolution du front de fusion dans une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ 25% vol., 60 L.min ⁻¹	151

Figure IV-30: Effet du diamètre de la tuyère sur la vitesse d'une particule de zircon de 25 μm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ 25% vol., 60 L.min ⁻¹	152
Figure IV-31 : Iso-températures dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H ₂ 25% vol. 60 L.min ⁻¹ avec des puissances de (a) 24 kW et (b) 40kW	153
Figure IV-32 : Iso-vitesse dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H ₂ 25% vol. 60 L.min ⁻¹ avec des puissances de (a) 24 kW et (b) 40kW	153
Figure IV-33 : Effet de la puissance électrique sur (a) la température de la surface et (b) du centre d'une particule de zircon de 25 μm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ 25% vol. 60 L.min ⁻¹ , de différentes puissances	154
Figure IV-34 Effet de la puissance électrique sur la vitesse d'un particule de zircon de 25 μm de diamètre injectée dans des jets Ar-H ₂ 25% vol. 60 L.min ⁻¹ , de différentes puissances	154
Figure IV-35 : Mécanisme de projection de particules nanocristallines agglomérées et formation du dépôt nanostructuré	155
Figure IV-36 - Représentation du découpage en régions de phase 1 et 2 de tailles semblables selon Landauer	159
Figure IV-37: Evolution en fonction du taux de porosité de la conductivité thermique effective de la zircon calculée suivant différents modèles	159
Figure IV-38: Evolution de la température au centre d'une particule de zircon nanostructurée agglomérée de 60 μm de diamètre et de 40% de porosité, injectée dans le jet plasma de référence	161
Figure IV-39 : Evolution du front de fusion dans une particule de zircon nanostructurée agglomérée de 60 μm de diamètre et de 40% de porosité, injectée dans le jet plasma de référence	162
Figure IV-40 : Effet de la résistance thermique de contact entre les nanoparticules sur l'évolution de la température au centre d'une particule de zircon nanostructurée agglomérée de 50 μm de diamètre et de 50% de porosité, injectée dans le jet plasma de référence	163
Figure IV-41 : Evolution du front de fusion dans des particules de zircon nanostructurée agglomérée de différents diamètres et de 40% de porosité, injectées dans le jet plasma de référence	164
Figure IV-42 : Evolution du front de fusion dans une particule de zircon nanostructurée agglomérée de 60 μm de diamètre pour différentes valeurs de porosité, injectée dans le jet plasma de référence	164

Figure IV-43 : Evolution du diamètre d'une particule de zircon nanostructurée agglomérée de 60 μm de diamètre pour différentes valeurs de porosité, injectée dans le jet plasma de référence.....	165
Figure IV-44 : Front de fusion dans une particule Nanox® de 39 μm de diamètre injectée dans un jet Ar-H ₂ (12 % vol).....	166
Figure IV-45: Profil radial de vitesse du gaz porteur dans un injecteur de 1,5 mm de diamètre et de 70 mm de longueur, pour différents débits d'argon	166
Figure IV-46 : Trajectoire d'un particule d'alumine de 30 μm de diamètre dans un injecteur de 1,5 mm de diamètre portée par de l'argon à 2 L.min ⁻¹	167
Figure IV-47 : Effet du débit du gaz porteur sur la trajectoire d'une particule d'alumine de 30 μm de diamètre.....	167
Figure IV-48 : Effet de la taille de la particule sur la trajectoire	168
Figure IV-49 : Validation du calcul des collisions interparticulaires.....	168
Figure IV-50 : Trajectoire de particules de différents matériaux, de 25 μm de diamètre dans un injecteur de 1,5 mm de diamètre portées par de l'argon à 3 L.min ⁻¹	169
Figure IV-51 : Distributions granulométriques simulées des poudres d'alumine -45+10 et (b et d) de zircon -110+10	169
Figure IV-52 : Distribution en sortie de l'injecteur des particules (a) d'alumine et (c) de zircon	171
Figure IV-53 : Histogramme de distribution en sortie de l'injecteur des positions radiales en fonction du diamètre des particules (a) d'alumine et (b) de zircon.....	171
Figure IV-54 : Distribution en sortie de l'injecteur des particules d'alumine en fonction du rayon.....	172
Figure IV-55 : Distribution à la sortie de l'injecteur de la vitesse des particules d'une poudre d'alumine -45+10	172
Figure IV-56 : distribution à la sortie de l'injecteur de la vitesse des particules d'une poudre de zircon -110+10.....	173
Figure IV-57 : Distribution en sortie de l'injecteur de la vitesse des particules (a) d'alumine et (b) de zircon en fonction de leurs diamètres	173
Figure IV-58 : Distribution de l'angle δ à la sortie de l'injecteur pour les particules (a) d'alumine -45+10 et (b) de zircon -110+10	174
Figure IV-59 : Distribution en sortie de l'injecteur de l'angle δ des particules (a) d'alumine et (b) de zircon en fonction de leurs diamètres	175

Figure IV-60 : Granulométries de (a) l'alumine -45+10 et (b) de zircon -110+10 mesurées par granulomètre laser	175
Figure IV-61 : Dispositif de récupération de poudre au dessous de l'injecteur.....	176
Figure IV-62 : Etude expérimentale de la dispersion selon l'angle δ	176
Figure IV-63 : Comparaison des granulométries des poudres d'alumine récupérées dans différents tubes	177
Figure IV-64 : Distribution en sortie de l'injecteur de l'angle Φ des particules (a) d'alumine et (b) de zircon en fonction de leurs diamètres	177
Figure IV-65 : Cartographie d'iso-épaisseur des dépôt (a) d'alumine et (b) de zircon résultants des dispersions étudiées	178
Figure IV-66 : Nuages des points d'impact des particules (a) d'alumine et (b) de zircon pour les dispersions étudiées	179
Figure IV-67 : Distribution, selon la taille, des particules de zircon qui rebondissent après impact sur le substrat.....	179
Figure IV-68 : Taux de fusion des particules selon leurs tailles	180
Figure IV-69 : Comparaison des nuages des points d'impact sur le substrat calculés (a) à partir de la simulation de la dispersion et (b) par la méthode de «Jets&Poudres»	181
Figure IV-70 : Comparaison des cartographies d'iso-épaisseur des dépôts calculés (a) à partir de la simulation de la dispersion et (b) par la méthode de «Jets&Poudres»	181
Figure IV-71 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur du dépôt issu de la simulation de la projection de la poudre de zircon -110+10	183
Figure IV-72 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur du dépôt issu de la simulation de la projection de la poudre de zircon -45+22.....	183
Figure IV-73 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur du dépôt issu de la simulation de la projection de la poudre de zircon -22+5.....	184

Liste des tableaux

Tableau II-1 : Propriétés de l'écoulement à travers la couche de Knudsen.....	86
Tableau III-1 : Conditions opératoires du jet plasma de référence Ar-H ₂ 25%.....	106
Tableau III-2 : Propriétés thermiques de la zircone.....	107
Tableau III-3: Sommaire des simulations effectuées pour l'étude des paramètres d'injection sur une particule isolée.....	107
Tableau III-4 : Sommaire des simulations effectuées pour étudier l'effet des paramètres d'injections sur la construction du dépôt.....	108
Tableau IV-1 : Conditions de projection de Dussoubs [4].....	133
Tableau IV-2 : Conditions de projection de Vardelle et al. [].....	134
Tableau IV-3 : Conditions de projection de Clocker et Clyne et al. [7].....	135
Tableau IV-4 : Propriétés de jets plasma en fonction du débit d'hydrogène.....	146
Tableau IV-5 : Propriétés des poudres utilisées et conditions opératoires.....	170
Tableau IV-6 : Conditions de tir des trois poudres de zircone.....	182

Introduction générale

La projection plasma est un procédé de traitement de surface employé dans de nombreux secteurs industriels [1] (aérospatiale, aéronautique, automobile, minier, biomédical, ...). Elle permet de réaliser un apport de matière de quelques dixièmes à quelques millimètres d'épaisseur sous forme de couches fonctionnelles ou de protection pour différentes applications. Cette technique produit des dépôts de haute valeur ajoutée. Elle est flexible et permet de déposer une très large gamme de matériaux (céramiques, métaux, polymères, composites) [2, 3, 4] sur des substrats de natures diverses et de tailles très différentes qui vont du millimètre à quelques mètres. Les surfaces traitées, soumises à des sollicitations variées, permettent de gagner en performances, typiquement en [5, 6, 7] :

- résistance à la corrosion chimique et à l'oxydation atmosphérique ;
- résistance à l'usure, aux frottements et à l'érosion ;
- tenue à des températures supérieures à 1300 K ;
- isolation et protection thermique.

Un dépôt réalisé par projection plasma est constitué par l'empilement de particules, qui s'écrasent avec des vitesses qui s'étendent de 100 à 350 m.s⁻¹ selon leurs tailles, leurs masses volumiques et les torches plasmas utilisées, fondues ou partiellement fondues sur le substrat à couvrir et préalablement préparé à cet effet [8, 9]. La microstructure et les propriétés du dépôt sont fortement liées aux paramètres du substrat (nature, état chimique de la surface ou couche d'oxyde formée : épaisseur, nature, rugosité, température, ...) et aux paramètres des particules (taille, vitesse, température, état de fusion à l'impact, ...). Ces derniers paramètres sont eux-mêmes fonctions des caractéristiques du jet de plasma (composition, champs de vitesse et température, enthalpie, conductivité thermique, viscosité, ...) et des conditions de leur injection (vitesse moyenne d'injection, point d'injection, distribution de taille des particules, ...).

L'industrie de la projection plasma est confrontée à des besoins croissants de performance et à des exigences de plus en plus sévères. La réponse à ces contraintes impose une meilleure compréhension des phénomènes impliqués dans le processus de projection

plasma (fluctuations du pied d'arc, phénomène de dispersion des particules de poudres, interaction particule-plasma, impact des particules sur le substrat, ...), ainsi que de meilleurs outils de diagnostic et de prévision (contrôle en ligne et modèle numérique).

C'est la tâche que s'est proposée le laboratoire SPCTS (Sciences des Procédés Céramiques et Traitement de Surface) qui travaille depuis plus de trente ans sur les procédés de traitements des matériaux par plasma et ses travaux expérimentaux et de simulations ont couvert les différents domaines du procédé avec successivement les réacteurs plasmas [10, 11, 12, 13, 14], l'étude de la thermodynamique chimique et des propriétés de transport en plasma et la base de données T&TWinner [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21] l'arc électrique [22, 23], la formation du jet plasma [24], la conception et la métrologie des torches plasmas [25, 26, 27, 28], le traitement des particules en vol [29, 30] et leur impact sur le substrat [31, 32, 33 , 34, 35], Cette production a été possible parce que le laboratoire s'est toujours équipé de moyens de diagnostic et de contrôle en ligne et qu'il a développé des outils numériques de complexité variable dont il avait besoin. Ainsi, les modèles les plus complexes permettent des simulations tridimensionnelles transitoires qui prennent en compte la complexité des phénomènes physiques impliqués dans le procédé de projection plasma (fluctuation du pied d'arc, interaction gaz porteur-jet plasma, ...) [36, 37, 38] mais présentent l'inconvénient de temps de calcul conséquents ce qui les rend incompatibles avec les besoins industriels. Les modèles simplifiés [39, 40] en 2D pour le plasma et en 3D pour les particules, ne tiennent pas compte de l'effet du gaz porteur, mais avec un coût de calcul réduit leurs résultats sont en assez bon accord avec ceux des codes tridimensionnels. C'est pourquoi ils constituent un outil d'assistance pour les industriels et une aide pour optimiser, plus rapidement que par des essais, les conditions de travail.

Ce travail s'inscrit dans la continuité du développement du logiciel « Jets&Poudres » [41], qui est construit sur le code informatique GENral MIXing (GENMIX) [42] et est fondé sur les hypothèses d'un écoulement parabolique bidimensionnel du jet plasma et d'un calcul tridimensionnel du transfert de quantité de mouvement et de chaleur plasma-particule.

Le premier chapitre est consacré à un rappel bibliographique des différentes phases de la projection plasma et des différentes composantes fonctionnelles du procédé afin de mettre en lumière l'état de l'art en matière de modèles.

Le deuxième chapitre est dédié à la mise au point d'un modèle de transfert de chaleur plasma-particule avec prise en compte de la conduction interne à la particule et des différents changements de phase possibles (fusion, évaporation et solidification).

Le troisième chapitre traite de la dispersion des particules en taille et en vitesse à la sortie de l'injecteur avec un modèle d'écoulement gaz-solide qui prend en considération les différents types de collisions : particule-parois et particule-particule.

Le quatrième chapitre présente enfin les résultats obtenus comparés à ceux des études expérimentales et numériques précédentes.

Bibliographie de l'introduction générale

-
- [1] C. Moreau, J. F Bisson, R. S. Lima, B. R Marple, Diagnostic for advanced materials processing by plasma spraying, *Pure Appl. Chem.*, 77 (2), p 443-462, (2005)
- [2] A.A. Syed, A.Denoirjean, P. Denoirjean, J.C Labbe, P. Fauchais, Investigation of phenomena influencing properties of plasma sprayed ceramic-metal composite deposits, *High Temperature Material Processes*, 8 (2), p 253-272, (2004)
- [3] Asif Ansar Syed, Co-projection d'alumine et d'acier inoxydable par plasma d'arc. Thèse de l'université de Limoges N° d'ordre 3-2004 (2004)
- [4] H. Singh, B. S. Sidhu, D. Puri, S. Prakash, Use of plasma spray technology for deposition of high temperature oxidation/corrosion resistant coatings – a review, *Materials and Corrosion*, 58, (2), p 92-102, (2007)
- [5] A. Vardelle, P. Fauchais, M. Vardelle, G. Mariaux, Direct current plasma spraying: Diagnostics and process simulation, *Advanced Engineering Materials*, 8, (7), p 599-610, (2006)
- [6] P. Fauchais, Understanding plasma spraying, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 37, p 86-108, (2004)
- [7] P. Fauchais, M. Vardelle, J. F. Coudert, A. Vardelle, C. Delbos, J. Fazilleau, Thermal plasma deposition from thick to thin coatings and from micro- to nano-structure, *Pure Appl. Chem.*, 77 (2), p 475–485, (2005)
- [8] P. Fauchais, A. Vardelle, Plasma spraying, Present and future, *Pure and Applied Chemistry*, 66 (6), p 1247–1258, (1994)
- [9] M.I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender, Thermal plasma, Fundamentals and applications, 1, Plenum Press, New York (1995)
- [10] F. Kassabji, B. Pateyron, J. Aubreton, M. Boulos, P. Fauchais, Conception d'un four à plasma de 0,7 MW pour la réduction des oxydes de fer. *Rev. Int. des Hautes Temp. et Réfract.*, 18, (1981)
- [11] J. Aubreton, B. Pateyron, P. Fauchais, Les fours à Plasma, *Rev. Int. Hautes Temp. et Réfract.*, 18, 293, (1981)
- [12] P. Fauchais, A. Et M. Vardelle, J.F. Coudert, B. Pateyron. State of the art in the field of plasma spraying and of extractive metallurgy with transferred arc: modelling,
-

- measurement, comparison between both, applications and developments, *Pure and Applied Chemistry*, 57 (9), 1171, (1985)
- [13] P.Fauchais, M.F Elchinger, J. Aubreton, Thermodynamic and transport properties of thermal plasmas, *High Temperature Material Processes*, 4 (1), p 21-42, (2000)
- [14] M.F. Lerrol, B. Pateyron, G. Delluc, P. Fauchais. Etude dimensionnelle de l'arc électrique transféré utilisé en réacteur plasma. *Rev. Int. Hautes Temp. et Réfract.*, 24, p 93-104, (1988)
- [15] B. Pateyron "Code ADEP - Chimie sur Minitel" *Le Journal du CNRS* Mai 1992, LMCTS "ADEP-Junior" Fiche logiciel *L'actualité chimique* N° 3 Mai-juin 1993, Anonyme "ADEP - Thermodynamic and transport properties Data Base" *Codata Newsletter* November 1993
- [16] B. Pateyron, G. Delluc, M.F. Elchinger, P. Fauchais Study of the behaviour of the heat conductivity and other transport properties of a simple reacting system: H₂-Ar and H₂-Ar-air. Dilution effect in spraying process at atmospheric pressure *Journal of High Temperature Chemical Processes*, Colloque, supplément au n°3, 1, p 325-332, (1992)
- [17] B. Pateyron, G. Delluc, M.F. Elchinger, P. Fauchais Thermodynamic and transport properties of Ar-H₂ and Ar-H₂-Air plasma gases used for spraying at atmospheric pressure *Plasma Chemistry Plasma Processing*, Colloque, supplément au n°3, 1, p 325-332, (1992)
- [18] B. Pateyron, M.F. Elchinger, G. Delluc, P. Fauchais Sound velocity in different reacting thermal plasma coatings *Plasma Chemistry Plasma Processing* 16 (1), p 39-57, (1996)
- [19] W.L.T. Chen, J. Oberlein, E. Pfender, B. Pateyron, G. Delluc, M.F. Elchinger, P. Fauchais Thermodynamic and transport properties of argon/helium plasmas at atmospheric pressure *Plasma chemistry and plasma processing*, 15 (3), p 559-579, (1995)
- [20] A. Vardelle, G. Mariaux, E. Legros, Three dimensional and time dependent modèle of the air plasma spray process, *Proceedings of the 18th International Conference on Surface Modification Technologies*, p 11-17, (2006)
- [21] J. M. Leger, P. Fauchais, M. Grimaud, M. Vardelle, A. Vardelle, B. Pateyron. A new ternary mixture to improve the properties of plasma sprayed ceramic coatings. *ITSC 92*, June 1-5 Orlando, USA, (1992)
- [22] P. Fauchais, J.F. Coudet, B. Pateyron, La production de plasmas thermiques. *Revue Générale de Thermique*, 35(416), p 543-560, (1996)
-

- [23] J.F. Coudert,, C. Delalondre, , P. Roumilhac, , O. Simonin, , P. Fauchais, Modeling and experimental study of a transferred arc stabilized with argon and flowing in a controlled-atmosphere chamber filled with argon at atmospheric pressure, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 13 (3), p 399-432, (1993)
- [24] C. Baudry, A. Vardelle, G. Mariaux, M. Abbaoui, , A. Lefort, E. Meillot, Numerical modeling of a DC non-transferred plasma torch: Movement of the arc anode attachment and resulting anode erosion, *High Temperature Material Processes*, 9 (1), p 1-15, (2005)
- [25] J.F. Brilhac, B. Pateyron, P. Fauchais Investigation of the thermal characteristics of d.c. vortex plasma torches *High Temp. Chem. Processes*, 3, p 419-425, (1994)
- [26] J.F. Brilhac, B. Pateyron, J.F. Coudert, P. Fauchais, A. Bouvier Study of the dynamic and static behavior of DC vortex plasma torches : Part 1 : Button type cathode *Plasma chemistry and plasma processing*, 15 (1), p 257-277, (1995)
- [27] J.F. Brilhac, B. Pateyron, J.F. Coudert, P. Fauchais, A. Bouvier Study of the dynamic and static behavior of DC vortex plasma torches : Part 2 : Well-type cathode *Plasma chemistry and plasma processing*, 15 (1), p 231-255, (1995)
- [28] K. Fataoui, Développement de modèles thermomécaniques de construction de depots obtenus par projection thermique. Modèle mécano thermique de l'étalement de la gouttelette, Thèse co-tutelle Université de Limoges et Université Chouaib Doukkali d'El Jadida (Maroc) (2007)
- [29] M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, K.-I. Li, B. Dussoubs, N.J. Themelis, Controlling particle injection in plasma spraying, *Journal of Thermal Spray Technology*, 10 (2), p 267-284, (2001)
- [30] G. Mariaux, P. Fauchais, A. Vardelle, B. Pateyron, Modeling of the plasma spray process : From powder injection to coating formation, *High Temperature Material Processes*, 5 (1), p 61-85, (2001)
- [31] J. Cedelle, M. Vardelle, P. Fauchais, Influence of stainless steel substrate preheating on surface topography and on millimeter- and micrometer-sized splat formation, *Surface & Coatings Technology*, 201 (3-4), p1373-1382, (2006)
- [32] J. Cedelle, , M. Vardelle, B. Pateyron, P.Fauchais, Investigation of plasma sprayed coatings formation by visualization of droplet impact and splashing on a smooth substrate, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 33 (2 I), p 414-415, (2005)
-

- [33] A. Haddadi , « Elaboration par projection plasma d'arc de dépôts de zircon et d'alumine : croissance colonnaire, contraintes résiduelles et modélisation », Thèse de l'université de Limoges, 1998.
- [34] J. Cedelle, « Etude de la formation de lamelles résultant de l'impact de gouttes millimétriques et micrométriques : application a la réalisation d'un dépôt par projection plasma » Thèse Université de Limoges, 2005
- [35] J. Cedelle, M. Vardelle, B. Pateyron, P. Fauchais, Study Of Droplet Behaviour At Impact In Plasma Spraying High Temp. Mat. Processes, 8, p 353-380, (2004)
- [36] G. Mariaux, A. Vardelle, 3-D time-dependent modèleling of the plasma spray process. Part 1: Flow modèleling, International Journal of Thermal Sciences, 44 (4), p 357-366, (2005)
- [37] C. Baudry, G. Mariaux, A. Vardelle, 3-D modeling of gas flow and particle spray jet in plasma spraying, in Thermal Spray 2001: New Surfaces for a New Millennium. Proceedings, International Thermal Spray Conference (ITSC 2001), Singapore, 28-30 May 2001, (Ed.) C. C. Berndt, K. A. Khor and E. Lugscheider, (Pub.) ASM Int Materials Park, Ohio USA, p 933-942, (2001)
- [38] D. Rigot, Contribution à l'étude de l'érosion des électrodes de torches à plasma d'arc pour la projection par plasma suivi en ligne des signaux de tension et de son, thèse d'Université de Limoges, le 11/11/2003
- [39] G.Delluc, H. Ageorges, , B. Pateyron, , P. Fauchais, Fast modeling of plasma jet and particle behaviours in spray conditions, High Temperature Material Processes 9 (2), p 211-226, (2005)
- [40] S. Dyshlovenko, L. Pawlowski, , B. Pateyron, , I. Smurov, J.H. Harding, Modeling of plasma particle interactions and coating growth for plasma spraying of hydroxyapatite, J.H. Surface & Coatings Technology 200 (12-13), p 3757-3769, (2006).
- [41] B. Pateyron, G. Delluc, Jets&Poudres, sur <http://www.unilim.fr/spcts/> ou <http://jets.poudres.free.fr>
- [42] D.B. Spalding. GENMIX: A General Computer Program for Two-dimensional Parabolic Phenomena, Pergamon Press, Oxford (1977).

I. La projection plasma

I.1. La projection thermique

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

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

I.1.1. La projection par flamme

Dans ce type de projection thermique, une réaction chimique est utilisée comme source d'énergie. Les matériaux à projeter sont introduits soit sous forme de poudre soit sous forme de fil, de tige ou de cordon (pour les céramiques dans ces deux derniers cas). Dans le premier cas, la température de fusion ne peut dépasser 0,7 à 0,8 fois la température de la flamme alors que dans le second, il est possible de fondre des matériaux dont le point de fusion est de 0,95 fois la température de flamme. Les matériaux déposés par cette technique sont usuellement des métaux, des alliages, des cermets ou des céramiques à basse température de fusion.

I.1.1.1 La projection flamme-poudre

Le matériau à projeter est introduit sous forme de poudre dans une flamme oxygène-gaz combustible, les particules sont accélérées grâce au gaz porteur ou à une injection d'air. Les dépôts réalisés présentent une faible adhérence (de 20 à 40 MPa) et une porosité élevée

(10 à 20 %), ceci est essentiellement du aux faibles vitesses d'impact des particules (de l'ordre de 30 m.s^{-1}).

I.1.1.2 La projection flamme-fil

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

I.1.1.3 Projection supersonique par combustion

La particularité de cette technique réside dans la vitesse élevée (300 à 600 m.s^{-1}) des particules projetées par l'échappement des gaz de combustion issus d'une chambre à pression élevée ($0,5$ à 1 MPa). La chambre de combustion est refroidie et les gaz s'évacuent par une tuyère convergente-divergente suivie d'un fût de quelques dizaines de centimètres destiné à limiter l'entraînement de l'air ambiant. La poudre est injectée dans la flamme, à l'aide d'un gaz neutre porteur, soit en amont (distribution à une pression supérieure à celle de la chambre de combustion) soit en aval (distribution au voisinage de la pression atmosphérique). On distingue deux procédés :

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

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

I.1.1.4 Le canon à détonation

Le matériau d'apport, sous forme de poudre, et le gaz de combustion (oxygène et acétylène) sont introduits pratiquement en même temps dans un tube (tube de détonation) fermé à une extrémité. Grâce à une étincelle le mélange de gaz explose créant une onde de choc maintenue par la combustion. L'évacuation du gaz brûlé, l'introduction du gaz explosif

frais ne permet de renouveler l'explosion que jusqu'à 8 fois par seconde. Les particules de poudres sont ainsi chauffées et éjectées à une grande vitesse (jusqu'à 1200 m.s^{-1}) par l'onde de choc créée qui se déplace à des vitesses pouvant atteindre 2900 m.s^{-1} . Les dépôts obtenus sont compacts (porosité inférieure à 1 %), de bonne adhérence (généralement supérieure à 80 MPa) et de faible rugosité ($R_a = \pm 3 \text{ }\mu\text{m}$). Les taux de dépôt horaires sont compris entre 3 et 5 kg.h^{-1} et l'épaisseur de dépôt est généralement inférieure à 0,2 mm.

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

I.1.2. La projection par arc électrique

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

I.1.2.1 La projection arc-fil

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

I.1.2.2 La projection par plasma d'arc soufflé

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

aval du pied d'arc et en sortie de tuyère, un jet de plasma de recombinaison est généré dont la vitesse, selon les conditions de tir et le diamètre interne de la tuyère, varie entre 1000 et 2500 m.s⁻¹, vitesses subsoniques à ces températures. Au sein de ce jet plasma est injecté (généralement perpendiculairement au jet) le matériau d'apport sous forme d'une poudre véhiculée par un gaz porteur. Les particules fondues ou semi-fondues sont projetées à grande vitesse (de l'ordre de 100 à 300 m.s⁻¹) sur le substrat où elles s'écrasent pour constituer le dépôt. Les gaz plasmagènes utilisés sont, en général, des mélanges binaires ou ternaires constitués d'un gaz primaire de densité massique élevée (argon, azote) et d'un gaz secondaire (hydrogène, hélium) destiné à améliorer le transfert thermique plasma-particule. Le jet plasma est utilisé à l'air ambiant (APS : Air Plasma Spraying), ou en atmosphère contrôlée (argon, azote, ...), sinon sous vide partiel (20-50 kPa) ou en surpression (jusqu'à 4 10⁵ Pa).

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

- un jet de plasma à enthalpie ($> 1 \text{ MJ.kg}^{-1}$) et température ($8000 < T < 14000^\circ\text{C}$) très élevées ce qui permet de fondre tout les matériaux céramiques et les alliages réfractaires (densité d'énergie de quelques MW.m⁻³) ;
- des vitesses des gaz de l'ordre de 400 à 2500 m.s⁻¹ et donc des vitesses de particules relativement élevées 150 à 300 m.s⁻¹ pour les torches à cathode tige et 250 à 500 m.s⁻¹ pour les torches à cathode bouton ;
- des dépôts minces ($> 50 \mu\text{m}$) ou épais (jusqu'à quelques millimètres) ;
- une large gamme de matériaux projetés.

Le paragraphe suivant décrit de façon plus détaillée les composantes, le fonctionnement et les caractéristiques du procédé de projection plasma.

I.2. La projection plasma

I.2.1. Principe

Les premières torches plasma à courant continu (direct current : d.c.) sont apparues dans les années 60 et les premières torches de projection au milieu de la décennie et enfin une décennie plus tard, la projection plasma sous vide partiel a été introduite. La robotisation du procédé a commencé dans les années 80 parallèlement au développement des torches radio

fréquence (RF) pour la projection. Les travaux des années 90 ont été orientés vers le développement des détecteurs et outils de diagnostic susceptibles de résister à l'atmosphère agressive des cabines de projection, cette décennie a vu aussi l'émergence de nouvelles torches d.c. (injection axiale Mettech, torche de petite dimension et rotative pour la projection sur des surfaces cylindriques, torches à trois cathodes et tuyère segmentée : Triplex de Sultzer Metco) et des torches RF supersoniques. Enfin, au début de ce millénaire, les efforts portent sur l'amélioration de la fiabilité et de la reproductibilité du procédé via le développement des outils de contrôle en ligne (comportant des détecteurs de haute sensibilité) ainsi que l'élaboration de nouveaux procédés visant la réalisation de dépôts finement structurés sinon nanostructurés [1]. En raison de ces évolutions et de la flexibilité de cette technique, de nombreuses industries ont recours à la projection plasma pour réaliser des dépôts généralement à haute valeur ajoutée, pour différentes applications comme les barrières thermiques, la résistance à l'usure, à la corrosion et/ou l'érosion, les applications électriques, les prothèses humaines ... La projection plasma est aussi utilisée pour la restauration des pièces fonctionnelles usées ou endommagées.

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

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

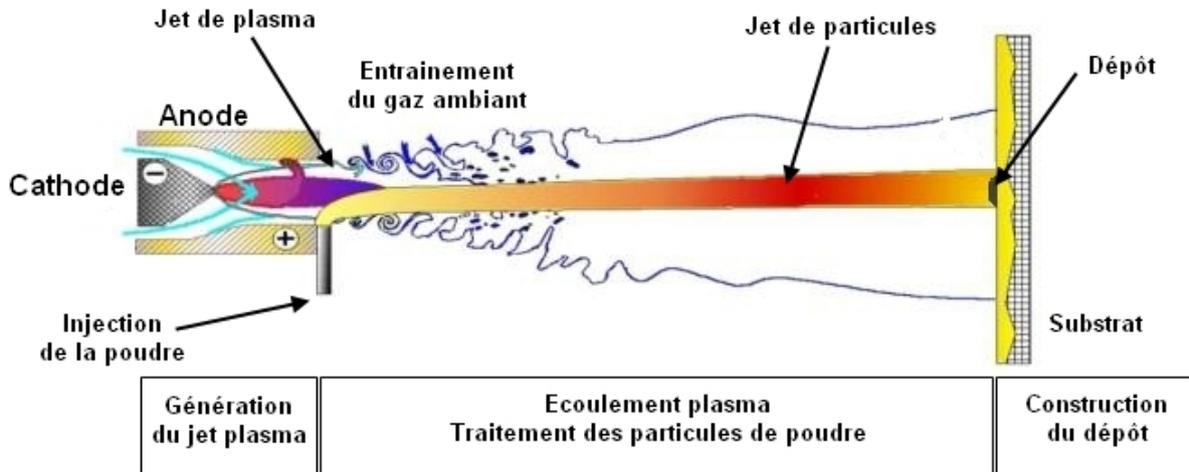


Figure I-1: Principe de la projection plasma d'arc et ses principaux sous-systèmes fonctionnels

La maîtrise de la qualité d'un dépôt réalisé par projection plasma passe par celle des différentes fonctions du procédé par le truchement de la microstructure qui est le résultat des paramètres liés à la particule (taille, vitesse, température, état de fusion,...), au substrat (température, rugosité, chimie de surface,...) et à la torche (puissance, débit et composition des gaz plasmagènes, ...). La complexité du procédé de projection plasma résulte de l'ordre de grandeur des températures et des vitesses rencontrées ainsi que des temps caractéristiques extrêmement faibles qui en résultent, comme le montrent les Figure I-2 et Figure I-3. En effet, selon sa vitesse d'injection, le temps de séjour d'une particule dans le jet de plasma est compris entre 0,1 ms et quelques millisecondes. La Figure I-3 récapitule les temps caractéristiques de la projection plasma conventionnelle qui varient de la microseconde pour l'impact d'une particule à plusieurs secondes, voire plusieurs heures pour la construction du dépôt [5], selon la taille de la surface à traiter qui peut varier de quelques centimètres carrés à quelques dizaines de mètres carrés.

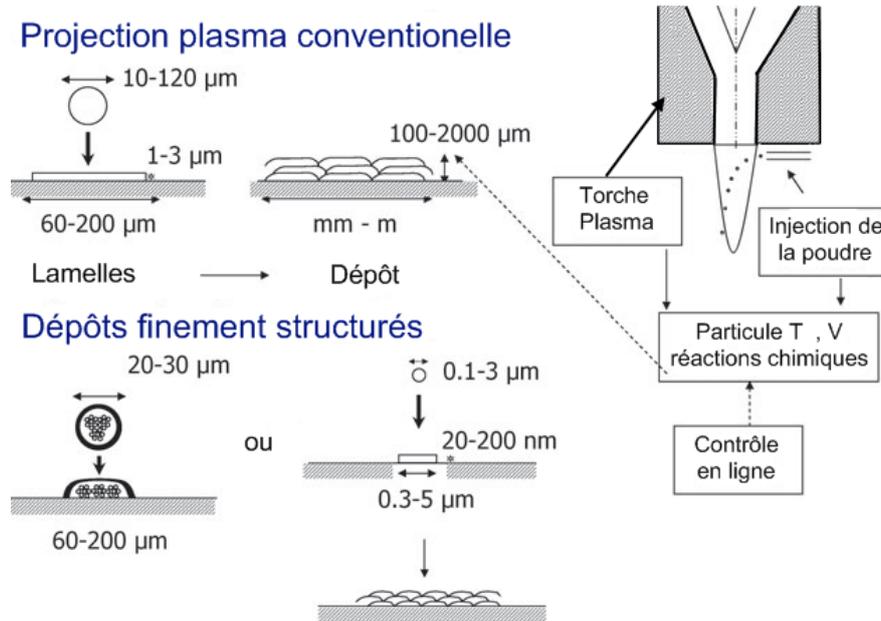


Figure I-2 : Principe de formation de dépôt par projection plasma [1]

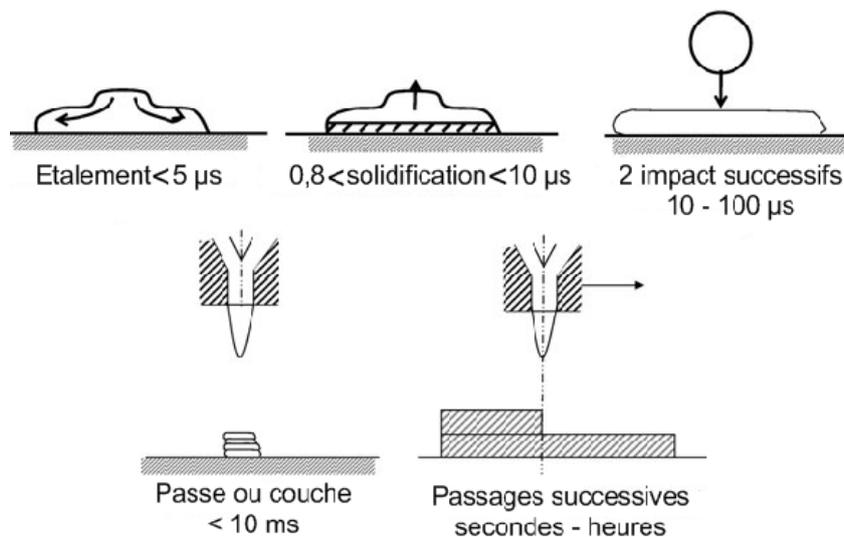


Figure I-3 : Ordre des échelles de temps lors de la formation du dépôt par projection [1]

I.2.2. Fonctionnement de la torche à plasma d'arc

Les torches conventionnelles employées en projection plasma sont constituées d'une cathode en forme de tige et d'une anode concentrique qui constitue la tuyère. Le gaz plasmagène circule dans l'espace entre ces deux éléments. Deux familles de torche sont à distinguer (Figure I-4) :

- Torche à arc transféré : l'arc jaillit entre une électrode interne et un corps conducteur, généralement le substrat ;

- Torche à arc soufflé : l'arc jaillit entre deux électrodes, une cathode et une anode-tuyère, c'est celle que nous décrivons par la suite.

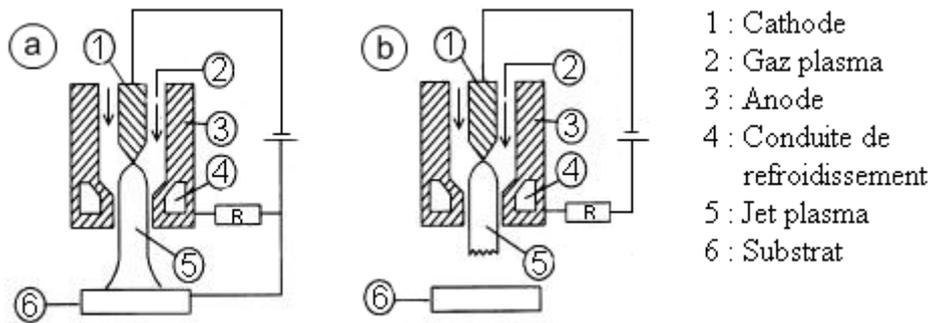


Figure I-4 : Torche plasma (a) à arc transféré (b) à arc soufflé [6]

I.2.2.1 Amorçage de l'arc

L'amorçage de l'arc est assuré par une surtension, supérieure à une tension critique appelée tension de claquage, appliquée entre les deux électrodes. La valeur de cette tension de claquage dépend de la nature du gaz plasmagène, de la pression et la distance inter-électrodes [7]. Cette surtension (6 à 10 kV) est appliquée à l'aide d'un circuit haute fréquence (plusieurs MHz) en série ou en parallèle avec l'arc et le générateur de courant. L'argon est souvent utilisé à l'amorçage car il érode peu les électrodes et qu'il s'ionise à plus faible énergie que les autres gaz plasmagènes (N_2 , H_2 , He).

I.2.2.2 Le gaz plasmagène

L'argon est donc le gaz primaire le plus utilisé en projection plasma car il présente l'avantage d'être inerte [6]. Les propriétés thermo-physiques de l'hydrogène font de lui un gaz secondaire idéal pour augmenter l'enthalpie et la conductivité thermique du plasma sans pratiquement modifier sa température [8], ce qui permet d'améliorer le transfert thermique plasma-particules. La Figure I-5 montre, calculée avec le logiciel T&Twinner [9], l'effet de la teneur en hydrogène sur la conductivité du gaz plasmagène. Le pic vers 3500 K correspond à la dissociation de l'hydrogène et au-delà de 4000 K, la conductivité thermique intégrée du mélange, qui intervient dans le transfert plasma-particule, est multipliée par un facteur de 5 pour des teneurs d'hydrogène supérieures à 10 %.

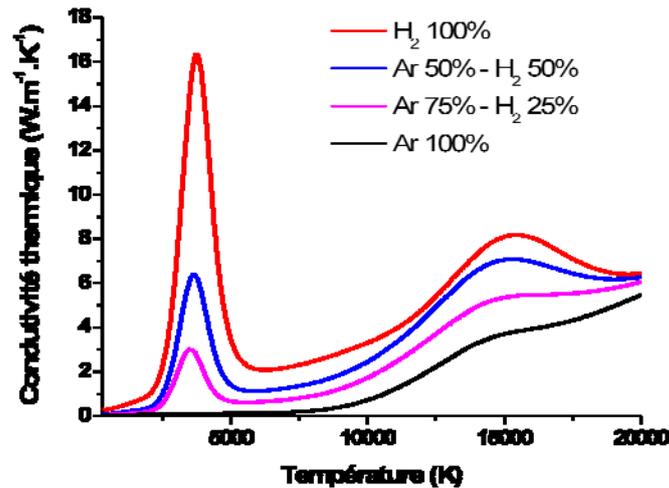


Figure I-5 : Conductivité thermique des mélanges Ar-H₂ en fonction de la température, à pression atmosphérique calculée avec T&TWinner [9]

La Figure I-6 illustre la variation avec la température de l'enthalpie massique des mêmes gaz, à pression atmosphérique. L'augmentation du pourcentage d'hydrogène est accompagnée d'une forte variation de l'enthalpie massique. En effet, l'hydrogène accroît, de façon plus conséquente que l'argon, le pouvoir calorifique du plasma car il se dissocie avant ionisation, ce qui augmente l'enthalpie du plasma. En outre la masse d'une mole d'hydrogène étant 20 fois plus faible que celle d'une mole d'argon, pour une même puissance dissipée, l'enthalpie d'une mole d'hydrogène est vingt fois plus élevée que celle de l'argon.

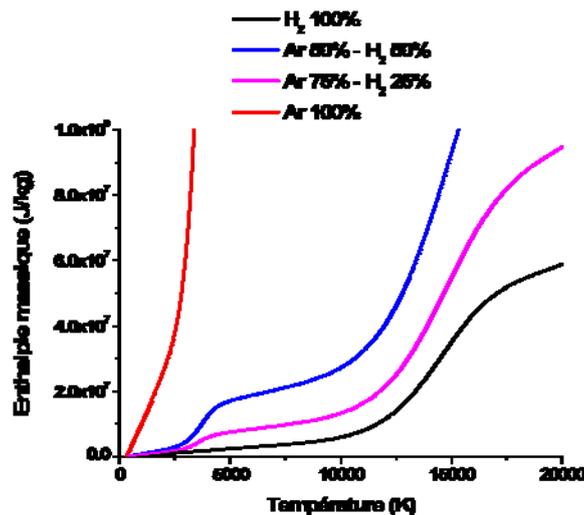


Figure I-6 : Enthalpies massiques des mélanges Ar-H₂ en fonction de la température, à pression atmosphérique calculées avec T&TWinner [9]

I.2.2.3 Injection des gaz

Le mélange gazeux est injecté dans la torche au niveau de la cathode. Trois modes d'injection du gaz dans la chambre d'arc sont possibles (Figure I-7) :

- Injection axiale : la bague d'injection est percée de trous parallèles à l'axe de la cathode, les gaz ont donc une composante de vitesse longitudinale ;
- Injection radiale : la bague d'injection est percée de trous orthogonaux à l'axe longitudinal de la cathode, la vitesse présente au début une composante radiale importante qui s'atténue ensuite, mais beaucoup de turbulences sont générées au voisinage de la pointe de la cathode ;
- Injection en vortex : la bague d'injection est percée de trous dont l'axe présente un certain angle par rapport à l'axe longitudinal de la cathode, ce qui donne une composante de rotation à la vitesse du gaz plasmagène. L'intensité du vortex est mesurée à l'aide d'une grandeur appelé « vorticité » et notée « S » [10] qui présente le rapport de la quantité de mouvement angulaire sur la quantité de mouvement axiale. Elle est relativement faible avec ce type d'injection ($S < 3$).

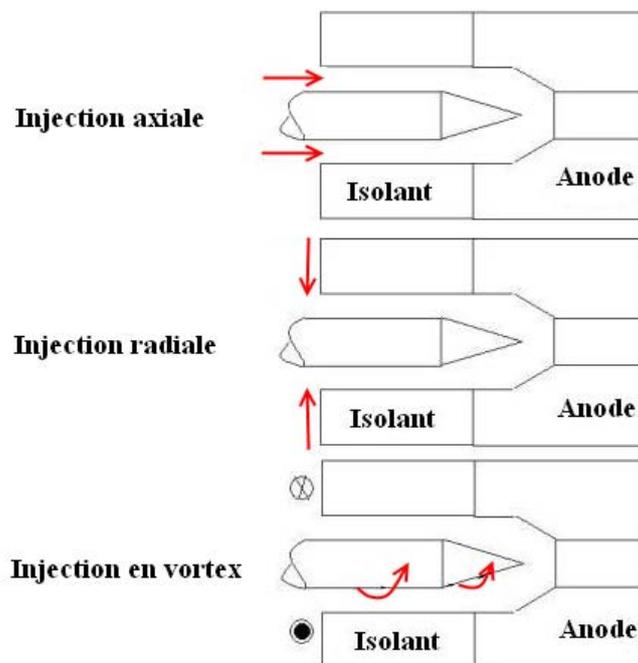


Figure I-7 : Schéma des différents modes d'injection du gaz plasmagènes dans une torche de projection plasma

I.2.3. Formation du jet plasma

Dans une torche plasma à arc soufflé, l'arc électrique éclate entre la pointe de la cathode et la paroi de l'anode. L'énergie électrique est convertie en énergie thermique par effet Joule dans le gaz qui est ainsi chauffé et ionisé et forme alors un volume de plasma appelé colonne d'arc. Le courant électrique circule dans cette colonne, entre la pointe de la cathode et un point de l'anode appelé pied d'arc. Une couche limite chaude de température supérieure à 6000 K se développe autour de la colonne d'arc tandis qu'une partie du gaz plasmagène, s'écoule le long de l'anode. Une couche limite froide (Figure I-8), gaine la colonne d'arc et assure sa stabilité.

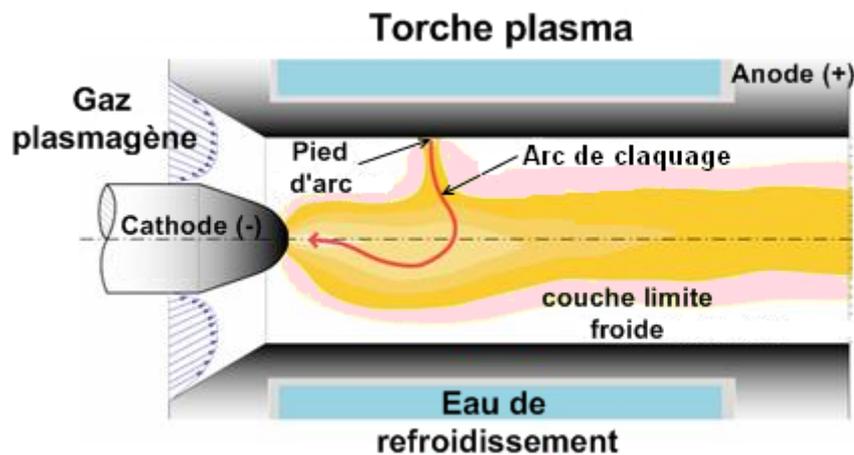


Figure I-8 : Schéma de la dynamique de l'arc et de l'écoulement du jet dans une torche plasma à courant continu

La boucle de plasma de connexion à l'anode, caractérisée par une température supérieure à la température d'ionisation ($T > 8000 \text{ K}$) et sa faible densité massique (environ 1/30 de celle du gaz froid), est soumise à des forces dynamiques liées à l'écoulement gazeux et aux forces électromagnétiques de Laplace (souvent dites de Lorentz) dues à l'interaction entre le courant d'arc et son champ magnétique (Figure I-9).

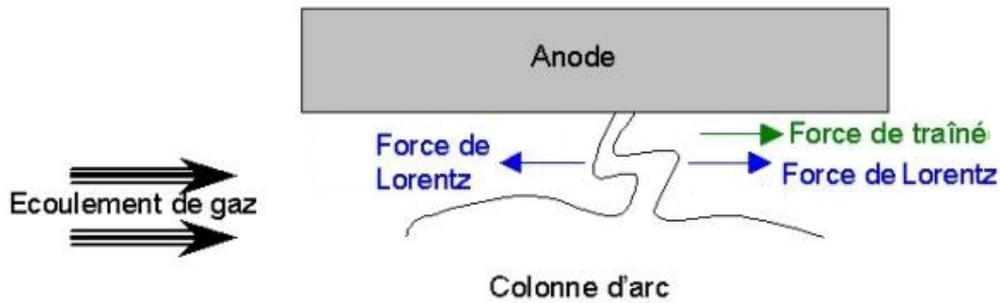


Figure I-9 : Schéma des forces qui s'exercent sur le pied d'arc et la colonne d'arc

Wurtzke et Pfender [11] ont identifié expérimentalement trois modes de fonctionnement de l'arc, qui, d'après Duan et Heberlein [12], sont reliés à l'épaisseur de la couche limite froide qui gaine la paroi anodique interne et dont le réchauffement progressif introduit une instabilité croissante de la colonne d'arc. Cette épaisseur de la couche limite froide diminue lorsque le rayon de l'arc électrique augmente et réciproquement. Ce dernier croît avec le courant d'arc I (environ comme \sqrt{I}) et décroît très légèrement avec le débit du gaz plasmagène et avec l'introduction des gaz diatomique (H_2 , N_2) qui ont des conductivités thermiques élevées. Il dépend aussi du mode d'injection du gaz et de la géométrie de la tuyère.

Les trois modes de fonctionnement identifiés par Wurtzke et Pfender sont :

- Le mode stable (steady mode) (Figure I-10) : le pied d'arc est pratiquement stationnaire et aucune fluctuation de tension n'est observée. Ce mode est obtenu seulement pour des rayons électriques d'arc voisins du rayon de la tuyère et des couches limites froides très fines, c'est-à-dire pour un fort courant d'arc, un faible diamètre de la tuyère ou un paroi de la tuyère chaude ($T > 1800$ K) la durée de vie de la tuyère est alors de quelques minutes;
- Le mode oscillant (take-over mode) (Figure I-10) : le pied d'arc présente un point d'attachement relativement large sur la paroi de la tuyère anodique. La tension d'arc évolue de façon presque sinusoïdale au cours du temps et le pied d'arc se transfère graduellement en un autre point d'attachement sur la paroi anodique sans disparaître instantanément, ce qui se traduit par des valeurs élevées de la température moyenne et du champ électrique dans la couche limite [12]. Ce mode présente des couches limites plus épaisses que celles du précédent mais plus minces que dans le mode claquage-réamorçage.

- Le mode claquage-réamorçage (restrike mode) : dans ce mode, la longueur de l'arc augmente jusqu'à l'apparition d'un court circuit qui engendre le ré-accrochage en un autre point et ainsi la tension d'arc présente une forme caractéristique en dents de scie (Figure I-10). Brilhac [13, 14] puis Planche [15] ont étudié la dynamique de l'arc et ont noté que sur une tuyère neuve, le point d'accrochage se déplace de façon continue, cependant quand la paroi de l'anode s'est usée (c.à.d. après plus de 20 minutes de fonctionnement), le point d'accrochage de l'arc se fixe pendant la durée d'une rampe de tension et c'est alors la boucle de plasma (cf. Figure I-9) qui se déplace en aval. La rampe de tension correspond ainsi à la déformation et à l'allongement de la colonne d'arc de connexion sous l'effet combiné des forces hydrodynamiques et électromagnétiques. Chaque fois que la tension aux bornes de la boucle d'accrochage dépasse la tension de claquage dans la couche limite chauffée au voisinage de la tuyère, un nouveau point d'accrochage est établi, la tension chute brutalement et un volume de plasma se détache de la colonne d'arc. Le jet de plasma résultant prend alors la forme de « bouffées de plasma » successives, (Figure I-11). Le mode claquage-réamorçage est généralement caractérisé par une couche limite froide relativement épaisse (25 à 30 % du rayon de l'arc).

Les observations expérimentales ont montré que la durée de vie d'un point d'accrochage est essentiellement fonction de l'épaisseur de la couche limite qui sépare la colonne conductrice de l'arc ($T > 7000 \text{ K}$ à 10^5 Pa) de la paroi de la tuyère [7], c'est-à-dire du rayon de l'arc électrique par rapport à celui de la tuyère. D'une manière générale, pour limiter l'érosion de l'anode sa durée de vie ne doit pas dépasser $160 \mu\text{s}$ pour une anode en cuivre.

Notons que, dans diverses conditions opératoires, des modes composés ou intermédiaires entre les trois modes précédemment décrits [16,17] sont observés. Pour des mélanges de gaz plasmagènes contenant des gaz diatomiques (H_2 , N_2 , ...), le mode prépondérant de fonctionnement de l'arc est le mode claquage-réamorçage. Etant donné que ces gaz sont souvent utilisés en projection plasma, ce mode a été amplement étudié [18, 19, 20]. Hrabovsky et al. [21] ont étudié les mouvements du pied d'arc sur une anode externe rotative à l'aide d'une caméra vidéo rapide et observé l'intensité du rayonnement lumineux pour une torche fonctionnant avec de la vapeur d'eau et un courant d'arc variant de 300 à 600 A. Il a été montré que le mouvement rétrograde du spot anodique est plus rapide lorsque le courant d'arc augmente et lorsque la vitesse axiale du plasma augmente. La vitesse de

déplacement du pied d'arc lors d'un claquage en aval varie ainsi entre 200 et 600 m.s⁻¹ lorsque le courant passe de 200 A à 600 A.

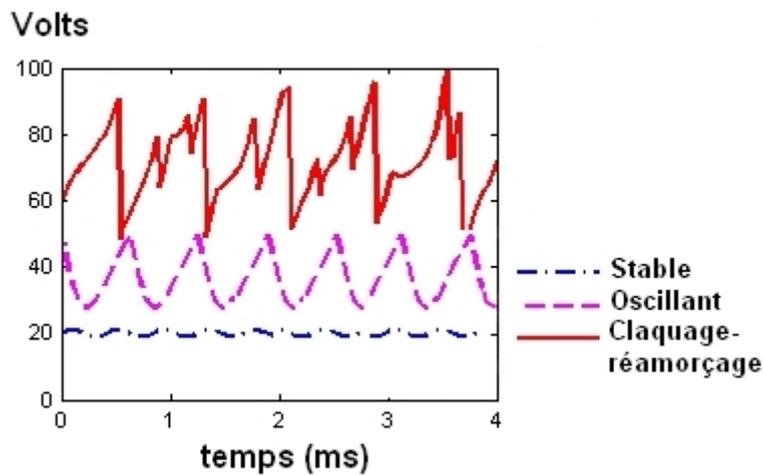


Figure I-10 : Evolution de la tension d'arc pour les différents modes de fonctionnement de l'arc dans une torche d.c selon [15]

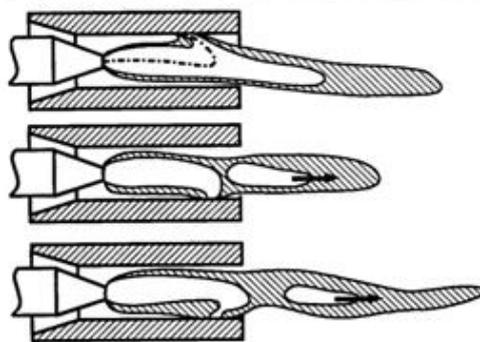


Figure I-11 : Ré-accrochage du pied d'arc avec émission de bouffées de plasma

Au cours du déplacement de l'arc, le claquage se produit lorsque le champ électrique dans la couche de gaz entre la paroi anodique et la colonne du pied d'arc ou entre la colonne et le pied d'arc, dépasse le pouvoir isolant du gaz plasmagène. Deux types de claquages sont envisageables :

- Claquage entre la colonne et la paroi de l'anode (Figure I-12.a) : la chute de pression est rapide et importante du fait de la valeur élevée de la tension de claquage dans la couche limite froide.
- Claquage entre la colonne et le pied d'arc (Figure I-12. b) ou entre le pied d'arc et la paroi (Figure I-12.c) : la chute de tension est plus faible et correspond aux petits pics entre deux « dents de scie » de la Figure I-10.

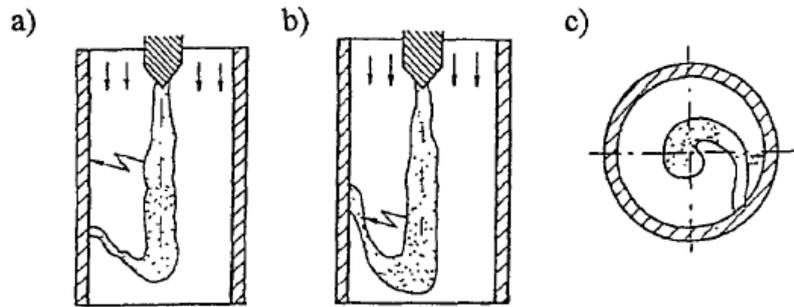


Figure I-12 : Différents types de claquage de l'arc dans une torche à plasma d'arc

I.2.4. Ecoulement du jet plasma

La Figure I-13 schématise l'écoulement du jet plasma dans l'atmosphère. Le jet formé dans la chambre d'arc (zone 1) sort avec une grande vitesse ($500 \text{ à } 2500 \text{ m.s}^{-1}$) et entre en contact avec le gaz environnant froid et au repos (zone 2). La différence de vitesse entre le jet et les gaz froids environnants engendre, à la frontière du jet, la formation de tourbillons d'instabilités, appelés "tourbillons de Kelvin-Helmoltz" [22]. Ces tourbillons grossissent en se déplaçant vers l'aval et l'écoulement devient turbulent. Ils engouffrent le gaz ambiant sous forme de bulles qui gardent, dans un premier temps, une masse volumique et une inertie supérieures (plus d'un ordre de grandeur) à celles du gaz plasmagène. Ces bulles, progressivement chauffées par le plasma, se cassent dans le jet en structures de plus en plus petites et augmentent le caractère turbulent au sein de l'écoulement (zone 3). Lorsque ces turbulences atteignent l'axe du jet, celui-ci perd son caractère laminaire. Il devient alors pleinement turbulent et l'entraînement croissant du gaz ambiant contribue à réduire sa vitesse et son enthalpie (zone 4).

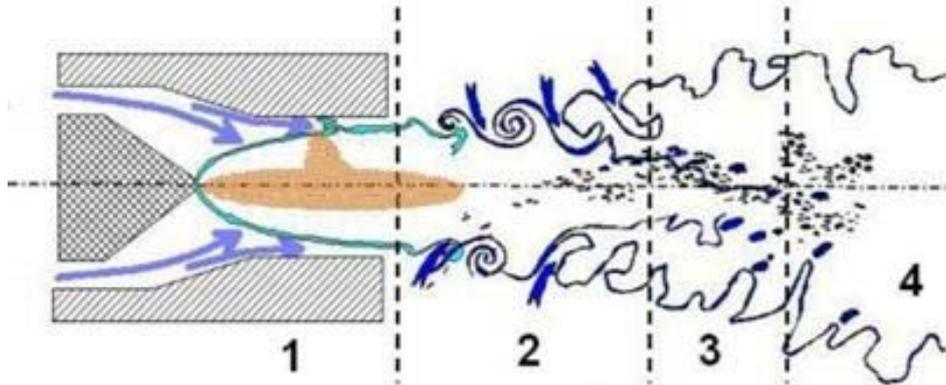


Figure I-13 : Ecoulement du jet plasma dans le gaz environnant : 1. Écoulement laminaire, 2. Début de développement de la turbulence, 3. Ecoulement cisailé turbulent, 4. Ecoulement pleinement développé

I.2.5. Développement des torches de projection

Les développements récents des torches de projection plasma à courant continu visent essentiellement à :

- Limiter les phénomènes d'instabilités ;
- Réduire l'érosion des électrodes, notamment celle de l'anode ;
- Augmenter la productivité des torches pour revêtir des pièces de grande dimension.

Améliorer la stabilité du jet plasma revient à réduire et limiter le déplacement de l'arc et en contre partie à augmenter l'érosion de la tuyère. Une des solutions qui permettent de stabiliser le jet avec une érosion acceptable consiste à répartir le courant dans trois arcs indépendants en utilisant trois anodes différentes (Delta Gun Concept), ce qui produit un lissage de l'écoulement par superposition de trois jets (Figure I-14).

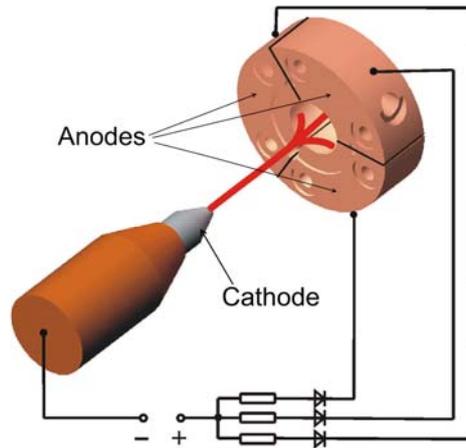


Figure I-14 : Principe de la torche à trois anodes (Delta Gun)

Afin de réduire le mouvement axial de l'arc, certaines torches comportent une partie centrale isolante et segmentée, chaque segment isolé électriquement est à un potentiel flottant, entre l'anode et la cathode. L'arc est forcé de s'étirer vers l'anode placée en aval. Les segments isolés ont une épaisseur telle que le produit de celle-ci par le champ électrique moyen dans la colonne d'arc soit inférieur à la somme des tensions de chute anodique et cathodique. La Figure I-15 représente une torche APG de Metco, qui exploite cette technique.

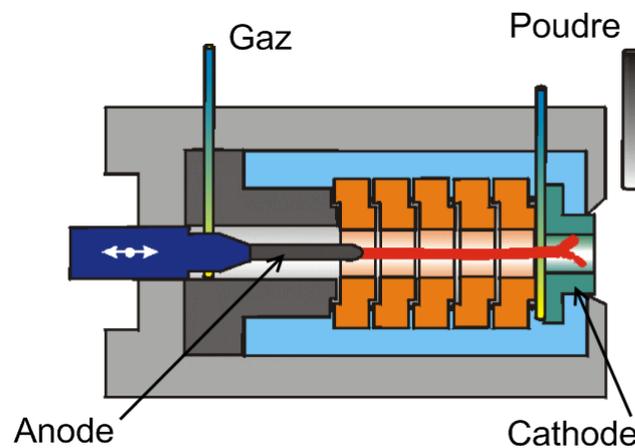


Figure I-15 : Torche APG selon Metco

Un exemple de torche qui emploie les deux techniques précédemment cités est présenté sur la Figure I-16, c'est la torche TRIPLEX de Sulzer Metco [19]. La tuyère de cette torche est segmentée, elle est composée de plusieurs anneaux isolés électriquement et le

dernier est porté à un potentiel positif et joue le rôle de l'anode. Trois cathodes limitent le courant qui passe dans chacune d'elle.

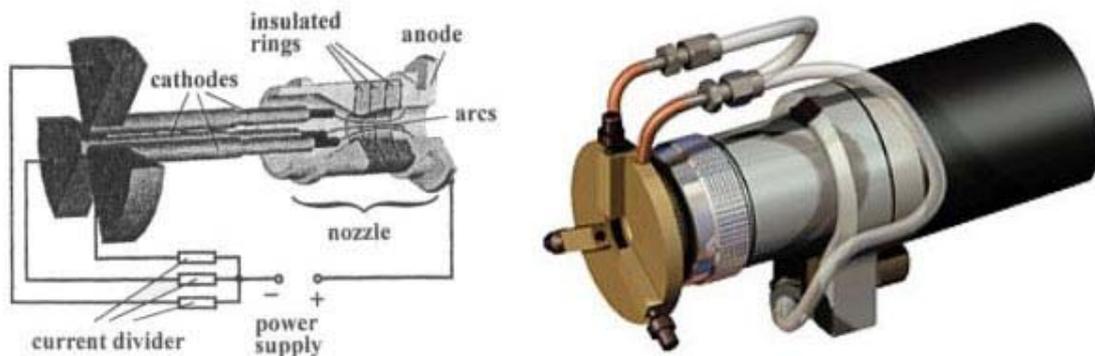


Figure I-16 : Schéma de principe de la torche TRIPLEX (selon Sultzzer-Metco)

I.2.6. Traitement des particules dans le jet plasma

Le traitement des particules dans le jet plasma met en jeu l'ensemble des transferts de quantité de mouvement, de masse et de chaleur entre le plasma et les particules. Ces transferts sont fonction des paramètres du plasma (champs de température et de vitesse de l'écoulement, mélange plasmagène, ...) et des paramètres des particules ou particules (propriétés thermiques, distribution de taille, morphologie, ...).

I.2.6.1 Injection de la poudre

En projection plasma, le matériau à projeter, finement divisé, est généralement injecté dans le jet en sortie de la tuyère par un injecteur perpendiculaire ou incliné relativement à l'axe de la torche. Un gaz porteur (argon ou hélium) assure le transport de la poudre du distributeur au point d'injection.

Plusieurs techniques sont utilisées pour introduire la poudre dans le jet plasma, elles diffèrent essentiellement par la position du point d'injection et l'angle d'inclinaison de l'injecteur sur l'axe du jet plasma [23]. Dans tous les cas, une attention particulière doit être accordée à la vitesse d'injection des particules, afin assurer leur pénétration dans la zone la plus chaude du jet plasma et leur donner une trajectoire la plus proche possible de l'axe. En effet, il faut s'assurer que la quantité de mouvement du particule $m_p \cdot v_p$ soit du même ordre de grandeur que celle imposée par le plasma ($S_p \cdot \rho \cdot v^2$) où S_p est la section droite du particule et

$\rho.v^2$ la densité de quantité de mouvement du plasma. Laquelle varie fortement le long de la trajectoire de la particule dans le jet. Pour des conditions opératoires données (diamètre de tuyère, énergie, nature et débit de gaz plasma, ...) la quantité de mouvement moyenne des particules injectées doit être adaptée à celle du jet plasma pour augmenter leur temps de séjour dans la zone la plus chaude du jet plasma. En effet, quand la quantité de mouvement d'une particule est faible, elle ne pénètre pas dans le jet, et dans le cas contraire (quantité de mouvement trop élevée) elle traverse le jet. Ce résultat est illustré par la Figure I-17 qui montre différentes trajectoires moyennes de particules de zircone en fonction du débit du gaz porteur (l'argon dans le cas présent).

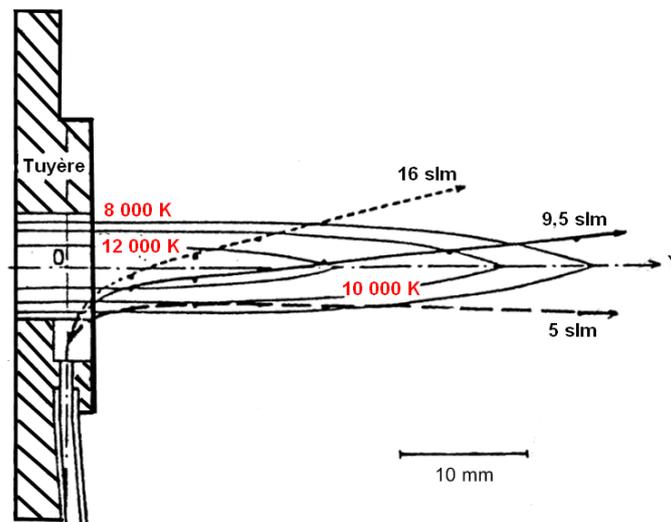


Figure I-17 : Trajectoire moyenne de particules de zircone (8 % pds Y2O3) dans un jet plasma Ar-H2 (75 slm Ar, 15 slm H2, diamètre interne de la tuyère 8mm, I= 450 A, V= 71, p= 60 %, poudre +8-25 μ m, di injecteur 1,6 mm) [24]

La Figure I-18 compare les trajectoires des particules avec respectivement un injecteur interne à 3 mm de la sortie de la tuyère ou externe placé à 5 mm de la sortie de la tuyère. Avec le même débit de gaz porteur, la trajectoire est optimale dans le premier cas, alors que les particules traversent le jet dans le deuxième cas. Ceci s'explique par l'expansion du jet en sortie de tuyère ce qui diminue sa densité de quantité de mouvement $\rho.v^2$.

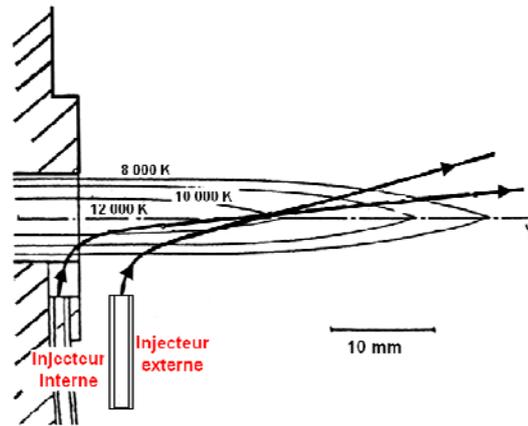


Figure I-18 : Trajectoire moyenne des particules de zirconium stabilisé (7,5% pds CaO, FC -15+5 μm) dans un jet plasma dans les mêmes conditions que la Figure 17 (Ar-H₂ (75 slm Ar, 15 slm H₂), diamètre interne de la tuyère 8mm, I= 450 A, V= 71, p= 60 %, poudre +8-25 μm , di injecteur 1,6 mm) [24]

A la sortie de l'injecteur une particule peut être caractérisée par quatre paramètres :

- l'amplitude du vecteur vitesse,
- l'angle δ du vecteur vitesse et de l'axe de l'injecteur qui définit en général un cône d'environ 20° ,
- l'angle Φ du plan défini par le vecteur vitesse et l'axe de l'injecteur dans l'intervalle de 0° à 360° , (voir Figure I-19) ;
- la masse de la particule qui, rappelons le, varie comme le cube de son diamètre.

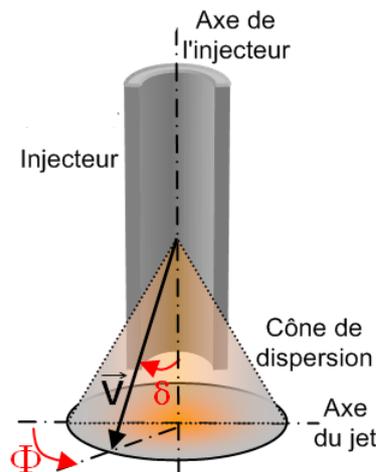


Figure I-19 : Paramètres caractéristiques de la dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur

Cette dispersion est autant plus large que la taille moyenne des particules est faible et que l'écart-type des diamètres est grand. Pour évaluer l'effet des paramètres d'injection, Williamson et al. [25] ont simulé le traitement des particules de zircone dans un jet plasma Ar-H₂ (40-12 L.min⁻¹, 600 A, 70 V) sous air et à pression atmosphérique en utilisant le code LAVA. Les paramètres étudiés sont la vitesse d'injection, la direction d'injection définie par l'angle δ , la masse volumique de la poudre, le diamètre des particules, la dispersion turbulente et l'instabilité due à la turbulence. Un cas de référence a été considéré : une vitesse et une direction d'injection unique pour des particules de zircone de même taille (50 μm). Dans une série de simulation, la dispersion d'un seul paramètre d'injection a été considérée à la fois. La Figure I-20 montre l'allure du jet de particules obtenu à 10 cm de la sortie de torche dans le plan perpendiculaire à l'axe de la torche, pour chaque paramètre pris individuellement (a et b) et pour tous les paramètres combinés (c).

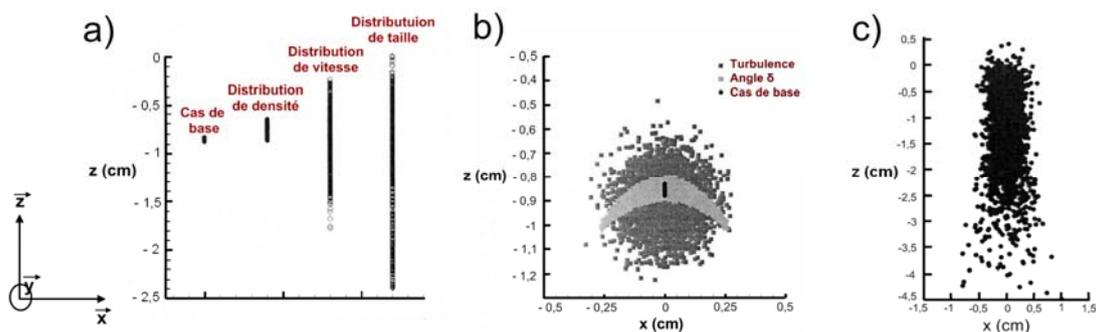


Figure I-20 : Nuages de particules sur le substrat situé 10 cm de la sortie de tuyère, calculé pour chaque paramètre de dispersion considéré individuellement (a et b) et pour tous les paramètres combinés (c)

Fincke et al. [26] ont examiné, lors de projection de deux poudres de NiCrAlY et de zircone, quatre géométries différentes d'injecteur (Figure I-21) pour relier le débit du gaz porteur et les diamètres des particules d'une part, à leurs vitesses, et d'autre part, à leur vitesse moyenne à la sortie de l'injecteur. Les distributions de vitesse et de densité massique des particules ont été mesurées à 4 mm de la sortie de l'injecteur. Avec une torche Metco 9MB et un gaz plasmagène Ar-H₂ (25% vol), les résultats montrent que les particules acquièrent une vitesse plus élevée avec un injecteur droit et plus faible avec un injecteur en T, l'étendue de la vitesse entre les deux cas varie de 0,8 m.s⁻¹ (8%) pour la poudre de NiCrAlY (débit de 1,2 kg.h⁻¹) et de 2,1 m.s⁻¹ (14%) pour la poudre de la zircone (débit de 2 kg.h⁻¹). La variation de la vitesse moyenne entre les différentes géométries de l'injecteur fait déplacer la tache de projection de 2 mm pour la poudre de NiCrAlY et de 3,1 mm pour la poudre de zircone.

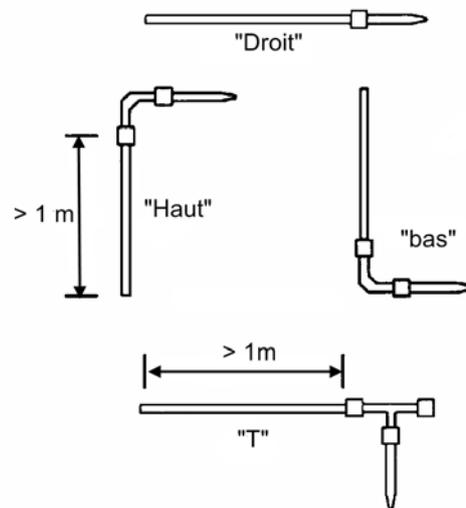


Figure I-21 : Différentes géométries d'injecteur de poudre

Pour simuler l'écoulement plasma-particules, Gawane et al. [27] considèrent une poudre de nickel dont la granulométrie suit une distribution normale. Une méthode de type Monte-Carlo a été utilisée pour distribuer les particules uniformément sur la section de sortie de l'injecteur, les vitesses ont été supposées purement axiales, leur module dépend seulement de la position radiale et la vitesse du gaz porteur (Figure I-22). Ainsi la dispersion selon l'angle δ n'est pas considérée, l'écoulement préalable dans l'injecteur non plus que les collisions particule-particule et particule-paroi.

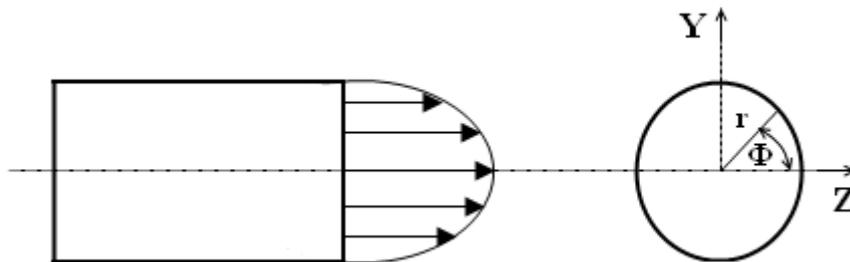


Figure I-22 : Dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur selon Gawane et al. [27]

Vardelle et al. [28] ont examiné la distribution des particules en dirigeant le flux de particules sortant de l'injecteur sur un ruban adhésif appliqué sur une plaque d'acier. Un système de disque tournant contenant une ouverture a été placé entre l'injecteur et le ruban adhésif, sa vitesse de rotation a été réglée de façon à collecter un dépôt de poudre pendant 100 ms. Ce système de collecte de particules a été placé à différentes distances de la sortie de

l'injecteur et utilisé pour tester deux types d'injecteur (droit et courbe). Les distributions spatiales des particules obtenues ne dégagent aucune tendance de ségrégation de celles-ci.

Dussoubs [29] a utilisé le code commercial ESTET [30,31] pour simuler l'écoulement gaz porteur-particules dans différentes géométries d'injecteur et pour calculer la distribution de vitesse des particules et leur répartition en sortie de l'injecteur. Les calculs effectués prennent en compte les collisions des particules avec les parois de l'injecteur mais non celles des particules entre elles non plus que la modification des champs d'écoulement par la charge en poudre. Le débit de poudre dans ces simulations a été limité à 1 kg.h^{-1} , ce qui permet de négliger les effets de charge du jet plasma [32]. Les résultats obtenus pour une poudre de zircone montrent que les petites particules ($d_p < 10 \text{ }\mu\text{m}$) ont tendance à se concentrer près des parois de l'injecteur (Figure I-23). L'auteur explique ce phénomène par l'effet des collisions avec les parois, qui leur font perdre une partie de leur énergie, et par l'effet de la dispersion turbulente. Ce qui explique que les petites particules ont des vitesses plus faibles (Figure I-23). Par ailleurs, la distribution de vitesse est relativement uniforme pour les particules de taille plus grande (Figure I-24).

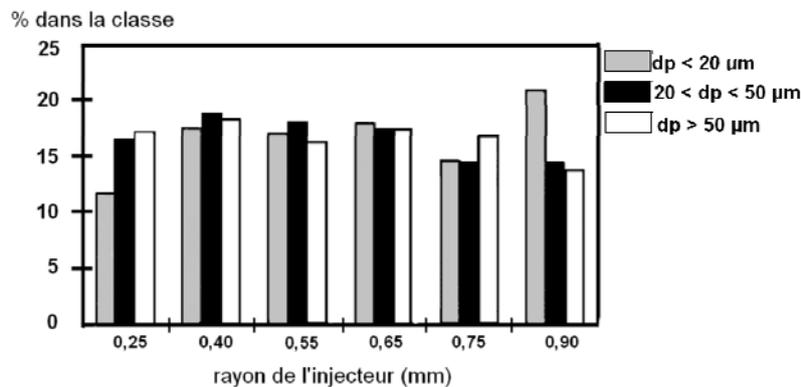


Figure I-23 : distribution en sortie de l'injecteur des particules de zircone -45+22 en fonction du rayon de l'injecteur

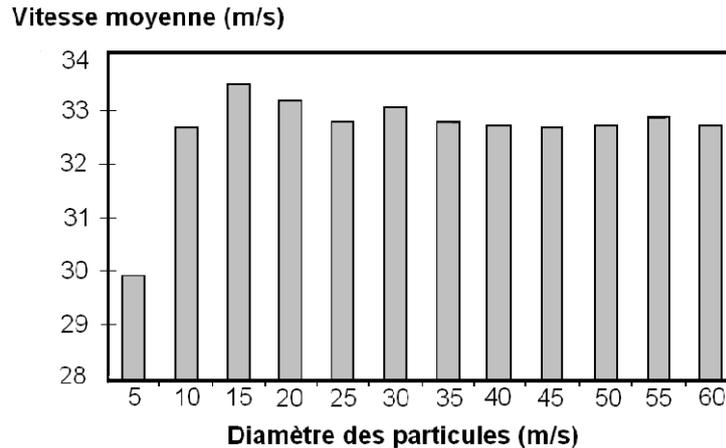


Figure I-24 : Vitesse moyenne en sortie de l'injecteur des particules de zircone -45+22 μm en fonction de leur diamètre

Dans la majorité des travaux cités, un paramètre ou même plusieurs sont négligés dans l'étude de la dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur et souvent la vitesse des particules est considérée comme parallèle à l'axe de l'injecteur et perpendiculaire à celui du jet. Ce qui constitue une incitation à développer un modèle pour étudier cette dispersion en tenant compte tous les paramètres de la dispersion et les collisions particule-particule et particule-paroi.

I.2.6.2 Transfert de chaleur, de masse et de quantité de mouvement plasma-particules

La couche limite qui se développe autour de la particule se caractérise par un gradient important de température, la différence de température entre le gaz et la surface du particule peut atteindre 10^4 K [28], ce qui se traduit par des phénomènes de diffusion dans la couche limite et implique un écart à l'équilibre chimique fonction de l'ordre de grandeur des vitesses des réactions chimiques et de la vitesse de diffusion. Deux cas extrêmes peuvent être envisagés :

- la couche limite est en équilibre : quand les vitesses des réactions chimiques sont grandes devant les vitesses de diffusion, le gaz est sensiblement en équilibre. Les concentrations dans la couche limite ne dépendent alors que de la température et de la pression, le pouvoir catalytique de la paroi n'intervient pas puisque les concentrations à la paroi sont celles de l'équilibre.

- la couche limite est figée : dans ce cas les vitesses des réactions chimiques sont faibles devant celles de diffusion, ainsi le pouvoir catalytique de la paroi intervient-il de façon importante par les conditions qu'il impose pour les concentrations, notamment des espèces chargées.

L'état de la couche limite qui entoure la particule est mal connu [33, 34, 35, 36] il correspond à un état intermédiaire entre ces deux cas extrêmes, où le transfert de chaleur est fortement modifié [37] et où l'équilibre thermodynamique local [38] ne peut plus être postulé.

Transfert de chaleur

Plusieurs travaux [36, 39, 40] montrent qu'en absence de réactions chimiques à la surface, le chauffage par conduction convection dans la couche limite thermique est le mécanisme principal du chauffage de la particule dans le jet plasma. Alors que la particule, sous condition plasma, se refroidit par rayonnement vers le milieu ambiant, souvent le transfert radiatif du plasma vers la particule est négligé et le plasma est donc considéré comme optiquement mince [41].

En fonction du gaz plasmagène et de sa conductivité thermique, les particules sont soumises à des flux de chaleur très importants qui peuvent atteindre 10^8 W.m^{-2} [42], ce qui entraîne leur évaporation et modifie ainsi le transfert thermique vers elles, en effet :

- Le flux thermique reçu par une particule qui s'évapore diminue, puisqu'une partie du flux est convertie en enthalpie d'évaporation et que l'autre partie sert à chauffer les vapeurs et à les élever de la température de la surface de la particule à la température du gaz.
- L'évaporation des particules modifie le mélange gazeux et donc ses propriétés thermodynamiques et de transport dans la couche limite et dans le jet.

Le coefficient de transfert de chaleur h est classiquement calculé à l'aide de la corrélation de Ranz et Marshall [43] obtenue pour des gouttes liquides en mouvement de translation :

$$Nu = 2 + 0,6 \cdot Re_p^{1/2} Pr^{1/3} \quad (\text{Eq 1.1})$$

Cependant, le transfert de chaleur plasma-particule est affecté par plusieurs autres phénomènes tel que :

- le gradient de température dans la couche limite ;
- l'évaporation qui diminue le transfert de chaleur vers la particule par la formation d'un nuage de vapeur autour de la particule qui a un effet tampon ;
- L'effet Knudsen : il n'est plus négligeable dès que le diamètre des particules est inférieur à 30 μm alors que le libre parcours moyen des atomes dans le plasma est de quelques microns.

Plusieurs corrections, introduisant des facteurs correctifs du nombre de Nusselt, ont été proposées pour tenir compte de l'ensemble de ces effets et le nombre de Nusselt est souvent écrit sous la forme suivante :

$$Nu = (2 + 0,6 \cdot \text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}^{1/3}) f_{grad} \cdot f_{Kn} \cdot f_{vap} \quad (\text{Eq 1.2})$$

où f_{grad} , f_{Kn} et f_{vap} sont les facteurs correctifs dus respectivement au gradient de température dans la couche limite, à l'effet Knudsen et à l'évaporation. Nous présentons ci-dessous les principales corrections proposées dans la littérature.

- corrélation de Lewis et Gauvin [44] pour un plasma d'argon :

$$Nu = (2 + 0,515 \cdot \text{Re}^{0,5}) \left(\frac{v_f}{v_\infty} \right) \quad (\text{Eq 1.3})$$

- corrélation de Fiszdon [45] :

$$Nu = (2 + 0,6 \cdot \text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}^{1/3}) \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p} \right)^{0,6} \quad (\text{Eq 1.4})$$

- corrélation de Lee [46] :

$$Nu = (2 + 0,6 \cdot \text{Re}_p^{1/2} \text{Pr}^{1/3}) \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p} \right)^{0,6} \cdot \left(\frac{c_{p_\infty}}{c_{p_p}} \right)^{0,38} \quad (\text{Eq 1.5})$$

- corrélation de Chen [47] :

$$Nu = 2 \cdot \left[1 + 0,63 Re_{\infty} \cdot Pr_{\infty}^{0,8} \left(\frac{Pr_s}{Pr_{\infty}} \right)^{0,42} \cdot \left(\frac{\rho_{\infty} \mu_{\infty}}{\rho_p \mu_p} \right)^{0,52} \cdot C^2 \right] \quad (\text{Eq 1.6})$$

$$C = \frac{1 - \left(\frac{H_s}{H_{\infty}} \right)^{1,1}}{1 - \left(\frac{H_s}{H_{\infty}} \right)^2} \quad (\text{Eq 1.7})$$

où H est l'enthalpie massique du gaz.

- corrélation de Bourdin [48] et Vardelle [49] avec propriétés intégrées dans la couche limite.

Transfert de quantité de mouvement

Les forces qui s'exercent sur les particules dans le jet plasma et qui régissent leurs trajectoires sont principalement : [39, 40, 50] :

- la force de traînée : c'est la force la plus importante, elle peut être modifiée par l'évaporation de la particule et des effets de non continuité de la couche limite. Elle est donnée par :

$$F_D = -\frac{1}{2} C_D \cdot \pi \cdot \frac{d_p^2}{4} \cdot \rho_{\infty} \cdot |v_{\infty} - v_p| \cdot (v_{\infty} - v_p) \quad (\text{Eq 1.8})$$

- la force de masse ajoutée : elle traduit l'accélération du fluide environnant due à l'accélération de la particule. Elle est exercée par le volume du fluide déplacé par la particule

$$F_{ma} = -\frac{\pi}{6} d_p^2 \cdot \rho_{\infty} \cdot \frac{dv_{\infty}}{dt} \quad (\text{Eq 1.9})$$

- la force liée à la rotation de la particule, résultat d'un gradient de vitesse de mouvement relatif jet plasma-particule :

$$F_r = -\frac{\pi \cdot d_p^3}{8} \cdot \rho_{\infty} \cdot \omega_p \cdot (v_{\infty} - v_p) \quad (\text{Eq 1.10})$$

- Le terme d'histoire de Basset : lié à l'état transitoire du gaz (effet de sillage) qui entoure la particule :

$$F_B = -\frac{3}{2} \rho_\infty \cdot d_p^2 \cdot \sqrt{\pi \cdot v_\infty} \int_{-\infty}^t \left(\frac{dv_\infty}{d\tau} - \frac{dv_p(\tau)}{d\tau} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (\text{Eq 1.11})$$

Selon Lee et Pfender [19] pour un plasma :

$$F_B = -\frac{K_B}{4} \sqrt{\pi} \int_0^t d_p^2 \cdot \rho_\infty \cdot \sqrt{v_\infty} \left(\frac{dv_\infty}{d\tau} - \frac{dv_p(\tau)}{d\tau} \right) \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}} \quad (\text{Eq 1.12})$$

K_B est une constante fonction de l'accélération relative plasma-particule, généralement $K_B = 6$. Le terme d'histoire de Basset intervient lorsque l'état de la couche limite autour de la particule varie très rapidement et ne peut plus être considéré en équilibre quasi-statique [44, 51].

- La force de thermophorèse : liée au gradient de température dans la couche limite qui y induit des gradients de concentration.

$$F_{th} = \frac{12\pi \cdot \mu_\infty \cdot v_\infty \cdot \frac{d_p}{2} \cdot \frac{C_s}{T_\infty} \text{grad}T}{\left(1 + 6C_m \cdot \frac{\lambda}{d_p} \right) \left(1 + 2 \frac{\kappa_\infty}{\kappa_p} + 4C_t \cdot \frac{\lambda}{d_p} \right)} \quad (\text{Eq 1.13})$$

où λ est le libre parcours moyen des molécules de fluide, C_t est la distance de saut pour les conditions limites de vitesse, C_s est le coefficient de glissement thermique.

D'après Brock et Talbot [52, 53] : $C_s=1,17$, $C_t=2,18$, $C_m=1.14$

- la force de gravité :

$$F_g = -\frac{\pi d_p^3}{6} (\rho_p - \rho_\infty) g \quad (\text{Eq 1.14})$$

La Figure I-25 illustre l'évolution du rapport des différentes forces relativement à celle de traînée, en fonction du diamètre d'une particule de zircone dans un plasma Ar-H₂ 25% vol. à 5000 K avec une vitesse relative plasma-particule de 500 m.s⁻¹. Il est à noter que la force de traînée est de loin la plus importante dans les conditions plasma, la force de Basset, qui est la

force la plus importante après la force de traînée, ne dépasse pas plus de 10 % de cette dernière. Toutes les autres forces ont un module inférieur à 1 % de celui de la force de traînée

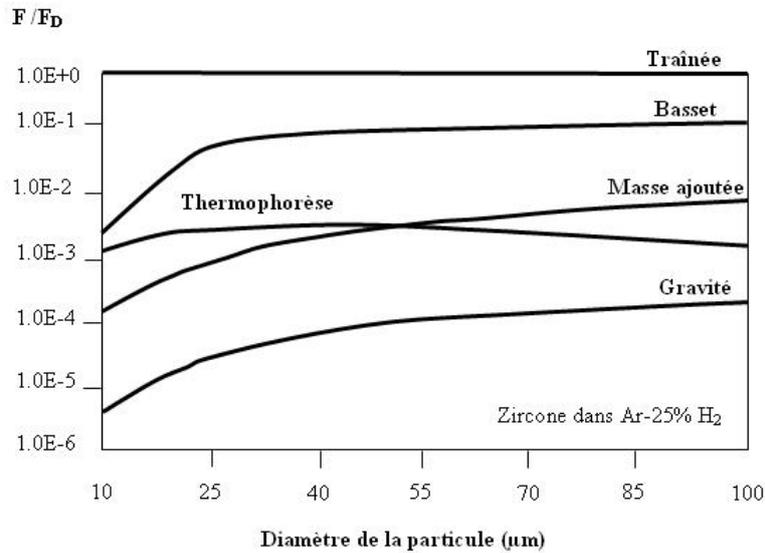


Figure I-25 : Rapport des différentes forces à la forces de trainé en fonction du diamètre d'une particule de zircone dans un plasma Ar-25%H₂ de température 5000 K et pour une vitesse relative plasma particule de 500 m.s⁻¹ [29]

La spécificité du traitement d'une particule dans un plasma tient en grande partie aux variations très importantes de température et donc de propriétés du gaz dans la couche limite thermique qui se développe autour de celle-ci. Elle est prise en compte par un facteur de correction apporté au coefficient C_D . Dans la littérature se trouve en particulier :

- La corrélation de Lewis et Gauvin [44], pour un plasma d'argon

$$C_D = C_{D_f} \cdot \left(\frac{v_f}{v_\infty} \right)^{0,15} \quad (\text{Eq 1.15})$$

- La corrélation de Lee [46]

$$C_D = C_{D_f} \cdot \left(\frac{\mu_\infty \rho_\infty}{\mu_s \rho_s} \right)^{0,15} \quad (\text{Eq 1.16})$$

- Vardelle et al. [48] utilisent les propriétés du gaz intégrées entre la température de surface de la particule (T_s) et la température du plasma au delà de la couche limite thermique entourant la particule (T_∞) :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T_{\infty} - T_s} \int_{T_s}^{T_{\infty}} \varphi(T).dT \quad (\text{Eq 1.17})$$

I.2.6.3 Effet des fluctuations du jet plasma sur le traitement des particules

La Figure I-26 illustre l'ordre des grandeurs des temps caractéristiques des phénomènes d'instabilités impliqués dans le procédé de projection plasma [54,55]. Les fluctuations du pied d'arc représentent la seule instabilité ayant un temps caractéristique, de 0,05 à 0,5 ms, inférieur au temps de séjour des particules dans le jet, de l'ordre de la milliseconde. Ceci signifie que, suivant les cas, une particule verra entre une et une douzaine de bouffées chaudes de plasma.

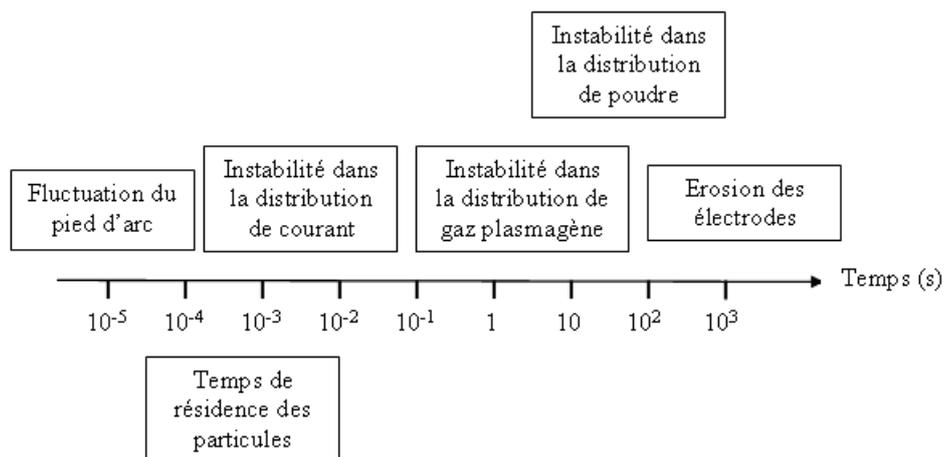


Figure I-26 : Les échelles de temps des phénomènes physiques en projection plasma

Divers travaux expérimentaux et numériques ont porté sur l'influence des fluctuations du jet plasma sur le traitement dynamique et thermique des particules [55,56,57,58]. La Figure I-27 montre des photographies d'un jet de particules de molybdène dans un jet plasma d'Ar-H₂ fortement fluctuant ($\Delta V/V = 0,6$). Elle illustre l'interaction entre le jet de plasma et le jet des particules au point d'injection. La quantité de mouvement du jet plasma fluctue continuellement ($\pm 30\%$) tandis que celle des particules avec un débit de gaz vecteur fixe est constante, les particules peuvent traverser le jet ou ne pas y pénétrer. Les fluctuations du jet, engendrées par le mouvement du pied d'arc, imposent des déviations plus au moins importantes au jet de particules, ces dernières suivent alors des trajectoires différentes et

subissent ainsi des traitements différents et les histoires thermique et dynamique d'une particule dépendent de son temps d'injection.

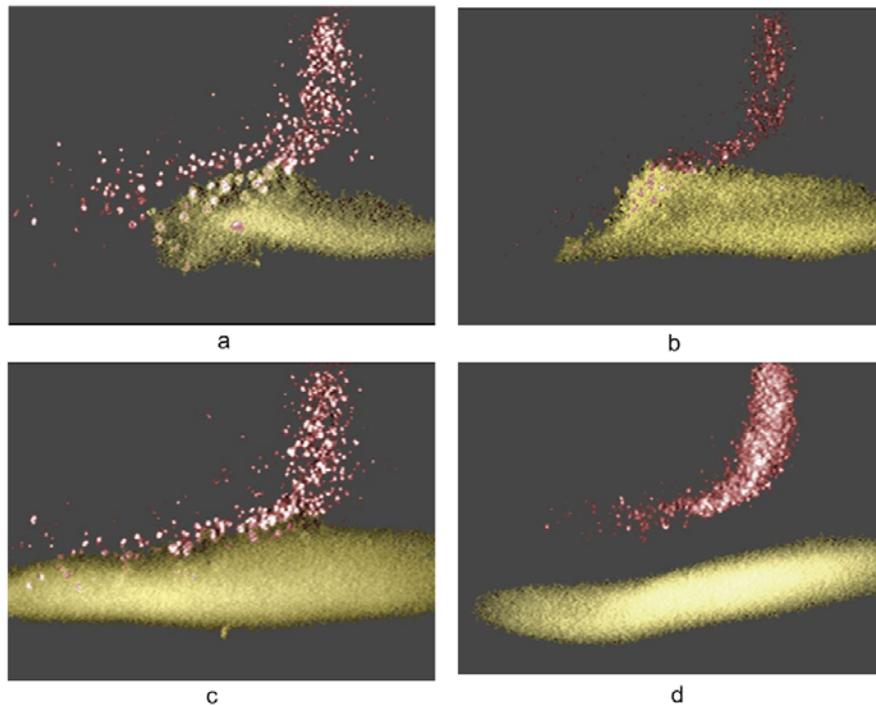


Figure I-27 : Photographie de particules de molybdène injectées dans un jet plasma prise avec « Control Vision set-up » - déviation du flash laser de 5 μ s [28]

I.2.7. Impact et formation du dépôt

En projection plasma, les dépôts sont formés de couches successives de lamelles écrasées qui se chevauchent [59,60]. Les conditions opératoires déterminent la microstructure et les propriétés du dépôt formé dont la cohésion et la tenue sont assurées par les contacts inter-lamellaires et lamelle-substrat.

Plusieurs travaux expérimentaux [61, 62, 63] et de modélisation [64, 65, 66, 67] ont été dédiés à une meilleure compréhension des phénomènes d'impact et de solidification d'une particule fondue totalement ou partiellement sur une surface. Ces études montrent que le phénomène d'étalement est contrôlé par les paramètres de la particule (état de fusion, température, vitesse, oxydation, ...) et les paramètres substrat (température, rugosité, état d'oxydation ...). Lorsqu'une particule fondue entre en contact avec le substrat, son énergie cinétique est dissipée sous l'effet des forces de viscosité et de tension de surface, elle forme alors une lamelle. La phase d'étalement peut être perturbée par la solidification et sur les

aspérités de la surface du substrat. Cette phase du processus régit la qualité finale du dépôt (propriétés thermomécaniques) et la formation plus ou moins importante de porosité.

Les travaux de Madejski [68] sont cités dans presque tous les articles traitant de ce problème. Le premier, il a étudié le degré d'aplatissement et l'étalement de la gouttelette sur une surface, en se fondant sur un bilan d'énergie et en tenant compte des effets de la solidification, les équations finales ayant été résolues numériquement. Toutefois, il a supposé que la vitesse de solidification était suffisamment faible par rapport à la vitesse d'impact pour découpler les deux phénomènes.

Les travaux de Kudinov et al. [69] aboutissent à un classement qualitatif d'une trentaine de morphologies différentes de particules d'alumine étalées en fonction de leur vitesse et température au moment de l'impact sur une surface lisse (Figure I-28). Une gouttelette totalement fondue s'étalerait correctement avec une vitesse faible (cas 1) et éclaterait au moment de l'impact sous l'action des forces de surface avec une vitesse élevée (cas 6). Ce phénomène étant appelé éclaboussure à l'étalement ou suivant l'appellation anglo-saxonne utilisée par la suite « flattening splashing ». Dans le cas d'une particule partiellement fondue, le noyau solide resterait piégé au centre de la lamelle (cas 30) ou serait éjecté conduisant à une lamelle de forme annulaire (cas 17). Cependant, les paramètres du substrat n'ont pas été pris en compte dans cette étude.

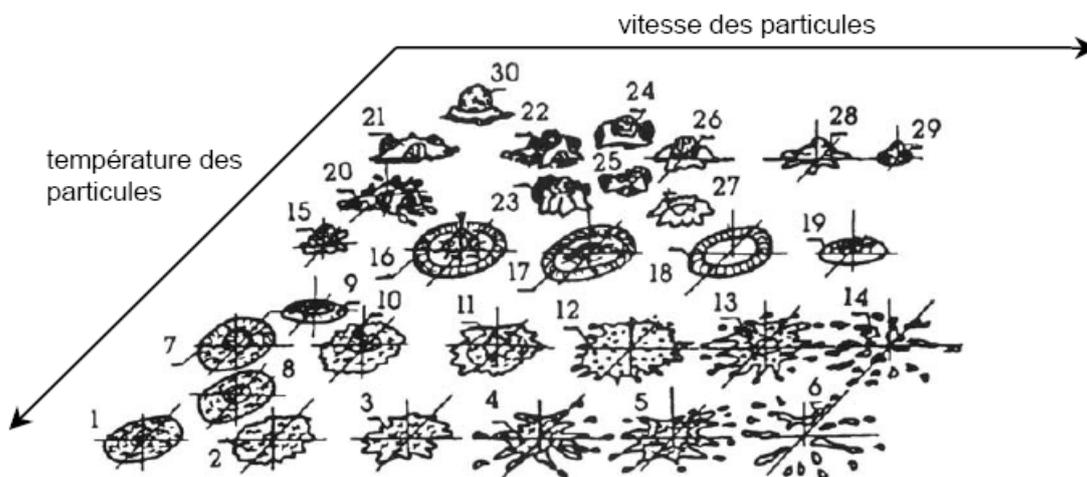


Figure I-28 : Influence de vitesse et température des particules d'alumine projetées par plasma avant impact sur la morphologie des lamelles [69]

D'autres études montrent que le comportement des particules immédiatement après l'impact (quelques nanosecondes) peut être caractérisé par le facteur de Sommerfeld K , exprimé par :

$$K = We^{0,5} \cdot Re_p^{0,25} \quad (\text{Eq 1.18})$$

où Re est le nombre de Reynolds de la particule,

$$Re = \frac{\rho_\infty v_p d_p}{\mu_\infty} \quad (\text{Eq 1.19})$$

et We est le nombre de Weber

$$We = \frac{\rho_p d_p v_p^2}{\sigma_p} \quad (\text{Eq 1.20})$$

σ_p étant la tension de surface liquide vapeur ($J.m^{-2}$)

Escure et al. [70] ont étudié l'impact des particules fondues d'alumine sur des substrats pour différentes températures et rugosités. Ils montrent que l'étalement est moins bon sur une surface froide que sur une surface chaude et qu'une rugosité importante peut favoriser le flattening splashing. Cependant, quelle que soit la température de la cible, le phénomène de splashing à l'impact est observé systématiquement pour des valeurs du nombre de Sommerfeld supérieures à une valeur critique $30 < K_c < 60$. Ce qui est à comparer aux impacts de gouttelettes d'eau pour lesquels la valeur critique est $K_c = 58$.

Cedelle [71] a utilisé deux dispositifs expérimentaux différents pour étudier le comportement à l'impact d'une particule projetée par plasma. Le premier permet la génération d'une goutte millimétrique calibrée par plasma inductif et l'acquisition de la température de surface du substrat puis de la goutte lors de son impact. Le deuxième permet d'étudier l'impact d'une particule de quelques dizaines de micromètres projetée par plasma d'arc. Il est constitué d'un pyromètre bichromatique et deux caméras rapides. Il permet de visualiser des phénomènes d'étalement perpendiculairement et parallèlement au substrat à des échelles de temps de l'ordre de la microseconde et des échelles d'espace de l'ordre de la centaine de micromètres. Il a été montré que le préchauffage d'un substrat au-delà d'une température appelé température de transition T_t engendrait la formation de pics d'oxydes à l'échelle

nanométrique en surface de l'acier inoxydable 304L. Ceci est illustré par la microscopie à force atomique (AFM) de la Figure I-29, où les pics sont caractérisés par un coefficient de dissymétrie (« Skewness ») positif. Ces pics augmentent considérablement le nombre de points de contact entre chaque lamelle et le substrat. Ce qui a pour effet d'accroître la mouillabilité du substrat lorsque la température de ce dernier est supérieure à T_t et d'éliminer les adsorbats et les condensats en surface. La résistance thermique entre lamelle et substrat est alors diminuée de plus d'un ordre de grandeur. Ce qui favorise la formation de lamelles circulaires sur substrat lisse, contrairement au cas où le substrat est maintenu à température ambiante ce qui entraîne la formation de lamelles déchiquetées. De même, les vitesses de trempe de lamelles millimétriques de nickel produites par l'impact de gouttes millimétriques ont été mesurées en fonction de la température de préchauffage du substrat. Les lamelles déchiquetées, étalées sur substrat froid (température ambiante) présentent des vitesses de refroidissement relativement faibles (de l'ordre de 10^4 K.s^{-1}). Sur un substrat chaud (température supérieure à T_t), les lamelles circulaires, de forme régulière ont, quant à elles, des vitesses de refroidissement beaucoup plus élevées (5.10^4 à $7,5.10^4 \text{ K.s}^{-1}$). Le contact thermique est donc aussi amélioré lorsque $T_t > T$.

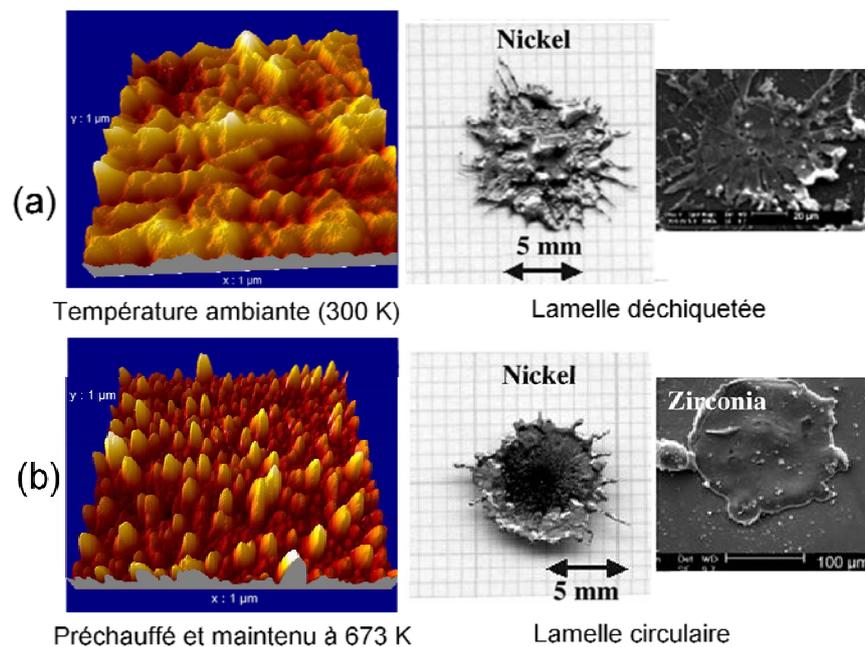


Figure I-29 : Morphologies de lamelles obtenues sur un substrat en acier [72]

I.3. Modèle du procédé de projection plasma

Le procédé de projection plasma est régi par des phénomènes de transfert de quantité de mouvement, de masse et de chaleur [73], la fiabilité et la reproductibilité du procédé est fonction du degré de maîtrise et de ces phénomènes. Au cours des deux dernières décennies, une meilleure compréhension du procédé de projection plasma, une amélioration de la qualité des dépôts réalisés et une bonne reproductibilité sont devenues possibles grâce aux progrès obtenus notamment dans :

- le développement des outils des diagnostics pour le jet plasma [74] et pour les particules en vol [75] ;
- la compréhension des effets de la fluctuation du pied d'arc sur le jet plasma [76], l'érosion de l'anode [77, 78] et le comportement des particules [58] ;
- le développement des détecteurs de haute sensibilité capables de fonctionner dans l'environnement agressif des cabines de projection [79] ;
- la mise au point de systèmes permettant la mesure des paramètres d'une particule avant et pendant l'impact [80] ;
- le développement de nombreux modèles numériques.

Ce dernier point est développé dans le paragraphe, où nous présentons les principaux travaux de modèle du jet plasma et des transferts plasma-particules. Ces modèles sont classés selon le nombre de dimensions d'espace considérées, la prise en compte du temps et de la turbulence. Dussoubs [29] a présenté une étude bibliographique bien documentée des modèles qui traitent du domaine des écoulements de plasma d'arc de faible puissance et de la projection de particules par plasma d'arc ou flamme hypersonique. Nous mettons ici l'accent sur les principaux modèles relatifs au plasma d'arc soufflé et au traitement des particules en vol.

I.3.1. Modèle 1-D

I.3.1.1 Hypothèse de plasma infini

Les premiers travaux de simulations focalisés sur les transferts thermiques plasma-particule considéraient un milieu plasma infini [47, 48, 81], caractérisé par une température

constante et uniforme et où la particule est supposée immobile. Bourdin et al. [48] ont étudié l'influence, sur la conduction interne de la chaleur dans une particule immergée dans un plasma infini, de la nature du gaz plasmagène, du matériau constitutif de la particule et de sa taille. Il montre que l'influence de la conduction interne peut être évaluée par le nombre de Biot. Il représente le rapport de la résistance thermique interne (conduction) à la résistance thermique de surface (convection + rayonnement).

$$\text{Bi} = \frac{\bar{\kappa}_{\infty}}{\kappa_p} \quad (\text{Eq 1.21})$$

où $\bar{\kappa}_{\infty}$ est conductivité thermique moyenne intégrée du gaz dans la couche limite entourant la particule ($\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et κ_p est la conductivité thermique du matériau. Si $\text{Bi} < 0,03$ la conductivité interne de la chaleur peut être négligée et la température peut être considérée uniforme dans la particule.

Bonet [81] a dressé un bilan complet des phénomènes susceptibles de se produire (rayonnement, conduction, effet Soret, diffusion enthalpique et de Fick) pour étudier les transferts plasma-particule. Il a montré que pour un plasma optiquement mince et pour des particules de zircone de diamètre inférieur à 50 μm , les effets prépondérants sur le traitement de la particule sont le rayonnement thermique de la particule, la conduction interne de la chaleur, la diffusion enthalpique et la diffusion matière (diffusion de Fick). Pour des particules de diamètre supérieur à 100 μm , tous les phénomènes ont la même importance relative.

Essoltani et al. [82] se sont intéressés au rayonnement thermique des particules, à la modification des transferts thermiques plasma-particule et l'interaction de ces dernières avec le jet plasma. Leur modèle traite de l'évaporation instationnaire de particules de fer dans un plasma infini d'argon. L'étude montre que le rayonnement de la vapeur entourant la particule affecte fortement le traitement thermique de cette dernière en modifiant la température, la composition et la taille de la couche limite qui l'entoure.

Wu et al. [83] étudient l'évaporation et la diminution de la taille de particules d'aluminium, d'alumine et d'oxyde de titane immergées dans un milieu plasma infini et ont montré l'importance de la prise en compte de l'effet de l'évaporation sur les propriétés du plasma dans la couche limite.

L'hypothèse d'un milieu plasma infini simplifie le problème de calcul des échanges thermiques plasma-particules mais reste irréaliste car elle néglige les gradients du milieu plasma et la diversité des trajectoires des particules dans le jet plasma.

I.3.1.2 Jet de plasma

Modèle stationnaire

Ces modèles sont les plus simples mais ils permettent d'obtenir des tendances réalistes pour des particules qui ont des trajectoires proches de l'axe du jet. Ils correspondent aussi à une situation expérimentale réelle, celle de l'arc stabilisé par parois (wall-stabilised arc) présentée sur la Figure I-30. Pour ce type d'arc, le jet plasma est supposé cylindrique, la pression p et le champ électrique sont considérés constants et uniformes [84], la convection est suffisamment faible pour négliger l'influence de l'écoulement sur les champs de température. Dans ces conditions, le jet plasma est caractérisé par la température T qui dépend uniquement de la position radiale et son profil peut être déterminé par la résolution de l'équation de conservation d'énergie :

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \kappa \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \sigma \cdot E^2 - U = 0 \quad (\text{Eq 1.22})$$

σ et κ étant respectivement les conductivités électrique et thermique et U la perte par rayonnement.

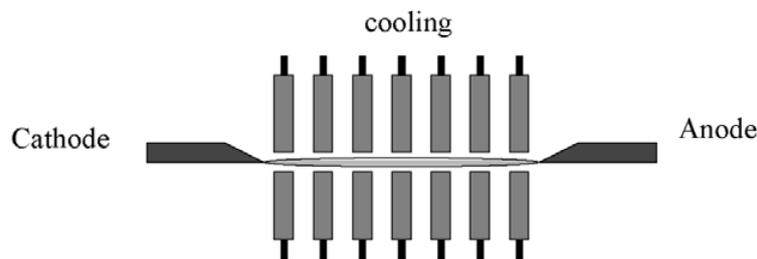


Figure I-30 : Schéma de l'arc stabilisé par parois

Modèle transitoire

Le premier modèle 1-D transitoire fut proposé par Lowke et al. [85] afin d'étudier l'extinction d'un arc électrique. Ils supposent que la pression est constante et uniforme, en effet, en se refroidissant le plasma subit une dépression transitoire dont l'effet est supposé être

compensé par la convection radiale. Les inconnues du modèle sont la température $T(r, t)$ et la vitesse radiale $v(r)$, il suffit donc seulement de deux équations de conservation pour résoudre le problème. Les auteurs ont choisi les équations de conservation de masse et d'énergie.

Russ et Pfender [86] étudient, via un modèle 1-D transitoire qui décrit un jet axial et instationnaire, l'effet de l'entraînement de l'air ambiant dans le jet. Les propriétés du gaz et les valeurs de l'énergie cinétique de turbulence et de sa dissipation, utilisées par le modèle, sont mesurées expérimentalement dans les mêmes conditions que celles du calcul. Les auteurs utilisent les corrections du coefficient de traînée et du nombre de Nusselt proposées par Lee et al. [46]. Les résultats montrent que la trajectoire des particules est peu modifiée par l'entraînement de l'air ambiant alors que leur chauffage l'est fortement.

I.3.1.3 Traitement de particule

Bourdin et al. [87,88] ont étudié expérimentalement l'interaction plasma-particule en couplant les équations de transfert de chaleur et de quantité de mouvement de la particule en cours d'évaporation et en tenant compte de la conduction de chaleur interne. Afin de tenir compte des gradients de température dans la couche limite entourant la particule, les propriétés φ intervenant dans le calcul sont moyennées sous la forme intégrale :

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T_{\infty} - T_s} \int_{T_s}^{T_{\infty}} \varphi(T) . dT \quad (\text{Eq 1.23})$$

Dans ces études, la comparaison avec le cas où la conduction interne de la chaleur n'est pas prise en compte montre que cette dernière a un effet important sur le traitement thermique de la particule. Par exemple, l'évaporation a lieu à la surface de particules d'alumine dans un jet plasma d'hydrogène ou d'argon-hydrogène, alors que son cœur est encore solide, quelle que soit sa taille (entre 10 et 100 μm).

Lewis et al. [44] imposent à des particules de verre ($30 < dp < 140 \mu\text{m}$) un profil de température mesuré expérimentalement par sonde calorimétrique dans un plasma d'argon, le coefficient de traînée et le nombre de Nusselt étant corrigés (Eq 1.3 et Eq 1.15). Ils remarquent une augmentation du coefficient de traînée plus importante que prévue et qui est due à l'instabilité de l'écoulement autour de la particule. Le modèle développé estime la vitesse, l'accélération et la température de la particule le long de sa trajectoire. Le coefficient de traînée est calculé à la température moyenne T_f , dite température de film:

$$T_f = \frac{T_s + T_\infty}{2} \quad (\text{Eq 1.24})$$

Sayegh et Gauvin [89] étudient le traitement thermique des particules de molybdène de 2 à 5,6 mm de diamètre dans un plasma d'argon s'écoulant dans un régime laminaire. Afin de tenir compte des forts gradients de température dans la couche limite autour de la particule, les propriétés thermodynamiques et de transport sont calculées pour une température $T_{0,19}$ définie par :

$$T_{0,19} = T_s + 0,19.(T_\infty - T_s) \quad (\text{Eq 1.25})$$

Les températures calculées des particules sont en bon accord avec les mesures expérimentales effectuées par pyrométrie par les mêmes auteurs [90].

Kadyrof et al. [91] étudient dans un jet HVOF pour différents types de tuyères, le traitement de particules de carbure de tungstène, d'alumine et de zircone. Dans les conditions opératoires (charge en particules et torche), chaque particule peut être considérée comme isolée. Le modèle de calcul prend en compte la conduction interne dans les particules et définit un paramètre d'énergie particule qui est le rapport de l'énergie de la particule (énergie cinétique + enthalpie spécifique) à l'énergie nécessaire pour la fondre. Les auteurs notent que plus ce paramètre est élevé meilleure est la qualité du dépôt.

Liu et al. [92] simulent le traitement des particules d'alumine de diamètre 20 μm dans un jet plasma d'argon-hydrogène. Le modèle présente une variation exponentielle des profils de vitesse et de température le long de l'axe du jet, les valeurs maximales en sortie de tuyère sont déterminées expérimentalement. La vitesse radiale du gaz est imposée comme fonction de la vitesse axiale. Ce modèle est donc un « faux » bidimensionnel. L'étude montre que la trajectoire est nettement modifiée par la vitesse radiale du gaz et que les paramètres critiques sont le diamètre de la particule et sa vitesse d'injection qui doit être bien choisie pour assurer sa fusion.

I.3.2. Modèle 2-D

Les modèles bidimensionnels adoptent une symétrie axiale pour le domaine de calcul. Ils sont les plus utilisés pour simuler le jet plasma et le modèle de turbulence k- ϵ est souvent utilisé.

I.3.2.1 Jet plasma

La majorité des modèles bidimensionnels est turbulente avec un cœur de jet laminaire et prend en compte l'interaction du jet plasma avec le gaz ambiant.

Modèle stationnaire

Chang et Pfender [93, 94] simulent, en régime laminaire, un jet de plasma d'argon qui s'écoule dans l'air à basse pression (de 10 à 20 kPa). Le modèle suppose le non-équilibre chimique et prend en compte deux températures, celle des électrons et celle des particules lourdes avec une vitesse de réaction chimique finie. Les résultats obtenus en température, vitesse et degré d'ionisation sont comparés à ceux d'un modèle supposant l'équilibre thermodynamique et à des résultats expérimentaux. La comparaison montre que l'hypothèse d'équilibre thermodynamique n'est pas validée dans les conditions de l'étude.

Donaldson et al. [95] développent un modèle semi-analytique bidimensionnel pour un mélange de gaz de masses molaires et chaleurs spécifique différentes. Ils donnent une relation générale entre le facteur de mélange et le nombre de Mach local. Ce modèle est repris par Granier et Badie [96] en supposant que la vitesse sur l'axe est inversement proportionnelle à la distance pour rendre le facteur de mélange constant. Ils comparent les résultats obtenus aux données expérimentales et numériques de la littérature et ils trouvent un accord acceptable en dehors du cœur du jet. Ce modèle fournit de façon simple et rapide des indications sur les profils de vitesse et de température dans un jet plasma.

Proulx et al. [97] étudient le traitement de particules de cuivre dans un jet plasma d'argon s'écoulant dans l'air ambiant. Un modèle de longueur de mélange de Prandtl est utilisé pour simuler la turbulence tandis que l'effet de charge de l'écoulement des particules est pris en compte à l'aide du modèle PSI-Cell de Crowe et al. [98]. L'étude montre que l'effet de charge réduit l'entraînement de l'air ambiant et refroidit le jet par la vaporisation des particules et induit un rayonnement important du gaz plasma.

Dilwari et al. [99, 100] développent un modèle stationnaire du jet plasma d'arc soufflé et comparent les résultats numériques des champs de vitesse et de température du gaz plasmagène à des résultats expérimentaux. Le jet utilisé est un jet d'azote s'écoulant dans l'azote ou dans l'air ambiant. Le modèle ne tient pas compte de l'effet de l'injection du gaz porteur de poudres. La turbulence est traitée par un modèle k- ϵ standard ou modifié selon

Rodi [101] et les propriétés de mélanges sont évaluées selon les lois de mélanges car les propriétés turbulentes sont très supérieures à celles laminaires loin de la sortie de la tuyère. Les résultats des simulations sont en bon accord avec les expériences lorsqu'une attention particulière est donnée aux profils de vitesse et température du gaz à l'entrée du domaine de calcul et à la conservation de l'enthalpie et de la masse en sortie de la tuyère.

Jiao et Themelis [102] présentent un modèle d'un jet stationnaire argon-hydrogène dans l'air, dans lequel sont injectées des particules d'alumine dont la conduction interne est prise en compte. La distribution des vitesses et des températures est déduite de la modification de la théorie des jets libres turbulents en supposant une similitude entre les profils normalisés de vitesse et de température. La comparaison des profils de vitesse de l'écoulement et des particules calculés avec les résultats expérimentaux de Vardelle et al. [46] montre un bon accord.

Chyou et Pfender [103] utilisent un modèle de différences finies pour simuler les champs de vitesse et de température dans un jet argon-hydrogène s'écoulant dans l'air ou confiné. Le modèle traite la turbulence par un modèle k- ϵ standard et prend en compte l'entraînement de l'air ambiant dans le jet ce qui se traduit par une chute rapide de la température et la vitesse le long de l'axe de la torche. Les résultats numériques sont comparés aux résultats expérimentaux obtenus par spectroscopie et sonde enthalpique, les valeurs moyennes pondérées par la masse volumique sont plus proches des mesures que celles non pondérées.

Modèle transitoire

Les modèles bidimensionnels transitoires sont souvent consacrés aux effets des fluctuations du jet plasma et étudient les phénomènes de turbulence et d'entraînement de l'atmosphère ambiante dans le jet.

Georges et al. [104, 105] utilisent un code bidimensionnel en volumes finis pour étudier une tuyère convergente divergente placée en aval d'un réacteur de CVD assisté par plasma thermique. Les auteurs jouent sur la géométrie de la tuyère, le débit de gaz et la pression pour obtenir les conditions optimales (dissociation des espèces et pertes minimales sur les parois de la tuyère). Le modèle tient compte des espèces H_2 , H et Ar et d'un possible non-équilibre chimique. L'étude juge les effets de la puissance électrique et du débit de gaz,

de l'angle du divergent et du non-équilibre chimique. Le calcul des propriétés du gaz avec l'approximation de Wilke donne de bons résultats en dehors des phénomènes d'ionisation et de dissociation. Quand ces phénomènes entrent en jeu, un calcul plus rigoureux est indispensable.

Park et al. [106] étudient les effets des fluctuations de l'arc dans un jet plasma d'azote ou d'azote-hydrogène. Ils dressent les profils de température et de vitesse du gaz en sortie de la tuyère dont la comparaison avec les résultats d'un modèle stationnaire montre des différences importantes.

En régime turbulent, Lee et al. [39, 46] présentent un modèle instationnaire d'un plasma d'argon s'écoulant dans l'air ou dans l'argon et qui intègre un module de traitement de particules. La turbulence est traitée par un modèle k- ϵ modifié par Launder [107]. Le calcul se fait avec deux échelles de temps différentes, une pour les instabilités de vitesse et l'autre pour celles des températures. L'effet de charge en particules sur le jet est pris en compte sous forme de termes sources de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. L'écoulement des particules est traité par un modèle stochastique qui prend en compte les effets du rayonnement, les charges électriques des particules et la conduction interne de chaleur dans celle-ci. Les auteurs notent le rôle fondamental de la variation de la masse volumique et l'importance du phénomène d'entraînement du gaz environnant dans le jet plasma, les champs de vitesse et de température variant considérablement selon l'environnement.

Huang et al. [108, 109, 110] présentent un modèle de jet plasma d'argon biphasique qui considère le gaz ambiant (argon sous pression atmosphérique) engouffré dans le jet plasma sous forme de bulles constituant ainsi une seconde phase dispersée dans le gaz plasmagène. Les équations d'écoulement introduisent des termes d'échange de masse et de quantité de mouvement entre les deux phases. Ces équations sont résolues en volumes finis à l'aide du code commercial Phoenics avec un traitement de la turbulence avec une longueur de mélange de Prandtl. Le modèle développé permet de montrer à quelle distance de la sortie de tuyère le mélange avec le gaz ambiant est complet, ce qui est difficile à prévoir avec un modèle de turbulence classique. L'approche stochastique du traitement des particules montre que leur chauffage est fortement influencé par les variations locales des propriétés du gaz et l'effet Knudsen.

I.3.2.2 Traitement des particules

Fiszdon [111] établit un modèle en différences finies pour étudier le transfert de chaleur aux particules d'alumine injectées dans un plasma d'argon-hydrogène. Il tient compte de la conduction interne de la chaleur et des changements de phase au sein de la particule. Le coefficient de transfert de chaleur est corrigé selon l'équation (Eq 1.4) pour tenir compte de la variation des propriétés dans la couche limite entourant la particule. Le modèle permet de prévoir la température, la vitesse, la variation de diamètre des particules et de déterminer la zone du jet où la fusion est totale en fonction du diamètre initial de la particule.

Chen et Pfender [47, 112] étudient le transfert de chaleur dans le cas des gouttelettes d'eau et des particules d'alumine, de graphite et de tungstène injectées dans des jets plasma d'argon, d'azote ou d'argon-hydrogène. Le modèle prend en compte la conduction interne des particules et des effets convectifs à leurs surfaces. Le calcul est fait avec et sans évaporation en dessous de la température d'ébullition. Les auteurs concluent que l'évaporation modifie les coefficients de transfert de chaleur et de quantité de mouvement.

Varacalle et al. [113] modélisent le traitement de particules de nickel, d'aluminium et d'oxyde de chrome dans un jet plasma d'argon-hélium sous air. Le modèle considère le gaz plasmagène comme un seul gaz et traite la turbulence avec un modèle $k-\epsilon$. Dans l'algorithme Process, les auteurs adoptent les mêmes corrections du coefficient de transfert de chaleur que Lee et al. [39]. Les particules sont injectées radialement à la sortie de l'anode-tuyère et peuvent s'évaporer même si leur température interne est considérée comme uniforme. Les résultats montrent un bon accord avec les mesures expérimentales. Un autre algorithme, Built, est associé au modèle pour simuler la construction du dépôt.

Nam [114] étudie les forces agissant sur une particule dans un jet de plasma d'argon stationnaire où la turbulence est modélisée par un modèle $k-\epsilon$. Il introduit les forces de Basset, de masse ajoutée, de rotation, de Saffman, de Rubinov et Keller pour calculer les trajectoires de particules d'aluminium, de nickel et de tungstène. Le coefficient de traînée n'est pas corrigé, seul le nombre de Nusselt est corrigé selon Lewis et Gauvin [44]. L'auteur compare les résultats des approches lagrangienne et eulérienne et trouve qu'elles donnent des températures et vitesses proches. Les cas où la conductivité thermique du matériau est faible, où le temps de résidence est long et où le nombre de Reynolds est faible, induisent un gradient de température dans la particule.

Zhuang et al. [115] évaluent les dimensions de la tache d'impact de particules de zirconium sur le substrat pour des particules projetées par un plasma d'azote-hydrogène s'écoulant dans l'air. Le modèle est fondé sur la résolution des équations de continuité et de conservation d'énergie et de quantité de mouvement du gaz plasma, et les transferts de chaleur et de quantité de mouvement plasma-particule. L'effet de charge des particules est pris en compte. La comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales par stroboscopie laser montre un accord évalué à 25% quand le coefficient de traînée n'est pas corrigé, cet accord atteint les 40% quand le coefficient de traînée est corrigé pour tenir compte de la variation des propriétés du gaz plasma autour de la particule.

Bouender [116] a traité le transfert de chaleur et de masse, dans une particule composite bicouche (cœur métal et enveloppe céramique) en vol, projetée par un jet de plasma à arc soufflé et courant continu. Un modèle enthalpique a été utilisé avec une discrétisation des équations par une technique de volumes finis du second ordre en temps et en espace. Ce travail a montré l'effet de la résistance thermique de contact RTC entre les deux couches et son effet sur la conduction interne de la chaleur notamment à l'interface où existe un saut de température dont la valeur est fonction des propriétés thermiques des matériaux et de la RTC. Le modèle développé impose un temps de calcul assez important (de l'ordre de l'heure sur un processeur Intel Pentium M 725 de 525 MBytes de RAM)

Zhang et al. ont simulé le jet plasma [117] et le transport des particules de poudre [118] par la méthode de Lattice-Boltzmann (LBM). Les modèles LBM deviennent une alternative sérieuse aux méthodes classiques de simulation de la dynamique des fluides surtout autour de géométries complexes. Les auteurs ont choisi un modèle D2Q7 (Figure I-31), c'est-à-dire un maillage bidimensionnel hexagonal dans lequel les espèces (dans le cas du gaz plasma) ou les particules (dans le cas de la poudre) se déplacent d'un nœud à l'autre selon leurs vitesses entrant ainsi en une alternance entre propagation et collision. Les auteurs notent que la méthode LBM est plus rapide que les méthodes conventionnelles de simulation de dynamique des fluides en général et de l'écoulement de jet plasma en particulier. La simulation du traitement des particules de poudre d'un super alliage de nickel (GH163) montre un bon accord avec les mesures expérimentales effectuées dans les mêmes conditions opératoires avec l'outil de diagnostic SprayWatch (Oseir Co).

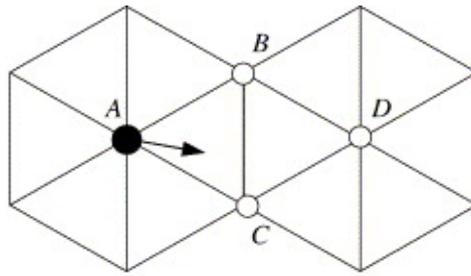


Figure I-31 : Mouvement d'une particule dans un réseau de Lattice-Boltzmann selon Zhang et al. [117, 118]

I.3.3. Modèle 3-D

Le développement des modèles tridimensionnels a été favorisé par le progrès des moyens informatiques qui, au cours de ces deux dernières décennies, n'ont cessé de multiplier leur puissance et donc de diviser les temps de calcul. Les codes commerciaux qui traitent des écoulements de fluides ont été utilisés pour simuler les procédés de projection en général et la projection plasma en particulier.

I.3.3.1 Jets de plasma

Modèles stationnaires

Njah et al. [119] étudient numériquement l'interaction entre un jet de plasma d'argon turbulent avec un écoulement transversal d'argon froid. Le modèle est fondé sur la résolution tridimensionnelle des équations de Navier-Stokes et de l'équation de l'énergie. La turbulence est traitée par un modèle $k-\epsilon$. Les auteurs s'intéressent à un paramètre R défini comme le rapport de la vitesse d'injection du jet transversal à celle du jet plasma, le nombre de Reynolds du jet plasma étant fixé à 15965. Les auteurs calculent la déviation du jet froid transversal quand son nombre de Reynolds est de : 310 ($v = 100 \text{ m.s}^{-1}$), 620 ($v = 200 \text{ m.s}^{-1}$) et 930 ($v = 300 \text{ m.s}^{-1}$). Les résultats montrent que cette déviation dépend des flux de quantité de mouvement des jets. La pénétration du jet transversal et son étalement augmentent avec le paramètre R . Les auteurs ont ensuite examiné l'injection multiple du jet froid transversal par une série de buses ou par une fente. Cette étude met en évidence les limites du modèle bidimensionnel et l'importance de l'aspect tridimensionnel dans le mélange des deux jets.

Eichert et al. [120, 121] étudient l'écoulement d'un mélange de gaz plasmagènes (85 vol% Ar et 15 vol% H_2) en utilisant le code commercial Phoenix. L'écoulement est supposé

stationnaire et en équilibre chimique. L'arc électrique est représenté par l'injection d'une puissance électrique dans une région de l'écoulement. Les profils de température et de vitesse sont en bon accord avec les résultats expérimentaux de Vardelle et al. [46].

Modèle transitoire

Legros [122] s'est intéressé au modèle 3D du procédé de projection plasma depuis la création du plasma jusqu'à la formation du dépôt. L'étude a été menée avec le code commercial ESTET. L'auteur compare deux modèles de turbulences : un modèle k- ϵ bas Reynolds et un modèle de transport des tensions de Reynolds Rij- ϵ et il trouve que ce dernier est plus performant mais plus gourmand en ressources machine. Les résultats des simulations montrent que le modèle Rij- ϵ donne des résultats légèrement plus proches de l'expérience mais avec un maillage dense. Le modèle k- ϵ , même s'il donne des résultats représentatifs de la réalité, ne prédit pas correctement le mélange entre le jet plasma et le gaz ambiant.

Mariaux et Vardelle [123] étudient l'effet des fluctuations de l'arc électrique sur le jet plasma par un modèle tridimensionnel transitoire. L'énergie électrique est convertie en énergie thermique au moyen d'un terme source qui permet de calculer le champ d'écoulement dans le jet. Le modèle de turbulence utilisé est un modèle k- ϵ , la comparaison avec les mesures expérimentales montre que ce modèle de turbulence prévoit un refroidissement rapide du jet plasma alors que le mélange du jet avec l'air ambiant est sous-estimé. Cependant un accord acceptable est trouvé entre les vitesses, les températures, les concentrations d'air mesurées et calculées.

I.3.3.2 Traitement de particule

Dussoubs [29] a réalisé un modèle tridimensionnelle du procédé de projection plasma et il a étudié, dans un jet plasma tridimensionnel stationnaire, l'influence sur le traitement des particules des conditions d'injection, de la nature du matériau, de la taille des particules et des paramètres de fonctionnement de la torche. Les résultats montrent que les particules légères (de faible diamètre ou de faible masse volumique) nécessitent un débit de gaz porteur plus élevé pour pénétrer dans le jet, ce qui peut affecter l'écoulement du jet plasma. Les fluctuations du jet ont été simulées en imposant une variation périodique sinusoïdale de la vitesse et de la température du gaz à l'entrée du domaine de calcul tridimensionnel, cette approche, très simplifiée, de la représentation des fluctuations montre que ces dernières

engendrent une variation continue des trajectoires des particules dans le jet plasma, et donc de leur traitement. Ce constat est vérifié expérimentalement.

Legros [122] considère la projection d'une poudre d'alumine 44-5 μ m dans un modèle transitoire (cité dans le paragraphe précédent) et examine l'effet des fluctuations du jet sur le traitement des particules de poudre. Les calculs prennent en compte l'évaporation des particules aussi bien au niveau des transferts de masse que de la correction des coefficients de traînée et de transfert thermique. La comparaison des résultats numériques aux mesures expérimentales de Bisson et al. [124] montre un bon accord pour les valeurs des vitesses et température des particules.

I.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement les différentes techniques de projection thermique. Puis, nous avons détaillé le procédé de la projection par plasma d'arc qui est l'objet des travaux de thèse présentés. Les principaux phénomènes qui régissent la formation du jet de plasma, le traitement de la poudre dans l'écoulement et la construction du dépôt ont été examinés.

Une attention particulière a été portée aux modèles de la projection plasma présentés dans la littérature, classés selon leur dimensionnalité (1D, 2D ou 3D), leur traitement de la turbulence (laminaire ou turbulent) et la prise en considération du temps (stationnaire ou transitoire).

Ce qui établit une base de comparaison pour le modèle développé pour simuler les transferts plasma-particule et qui est présenté au chapitre suivant.

Bibliographie du chapitre I

-
- [1] P. Fauchais, Understanding plasma spraying, *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 37, p 86-108, (2004).
- [2] P. Fauchais, A. Vardelle, B. Dussoubs, Quo vadis thermal spraying, *J. of Thermal Spray Technology*, 1(10), p 44-66 (2001)
- [3] A. Proner, Revêtement par projection thermique, *Technique de l'ingénieur, Traité matériaux métalliques*, M 1 645, p 1-20
- [4] M. Schoop, Patent DRP 2, 585, 005 Sweden, 49, 270, France 403, 387 and GB 5712
- [5] A. Vardelle, C. Moreau, P. Fauchais, *MRS Bull.* July 32–7, (2000)
- [6] N. Venkatramani, Industrial plasma torch and application, *Current sciences*, 83 (3), p 254-262, (2002)
- [7] C. Baudry, Contribution à la modèle instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma. Thèse de l'université de Limoges, (2003)
- [8] F. Bourg, S. Pellerin, D. Morvan, J. Amouroux, J. Chapelle, Study of an argon–hydrogen RF inductive thermal plasma torch used for silicon deposition by optical emission spectroscopy, *Solar Energy Materials & Solar Cells*, 72, p 361–371, (2002)
- [9] B. Pateyron, G. Delluc, Logiciel TTWinner, ADEP Banque de données de l'Université de Limoges et du CNRS. (Ed.) Direction des bibliothèques, des Musées et de l'Information Scientifique et technique, France (1986), téléchargeable sur le site <http://www.unilim.fr> ou <http://ttwinner.free.fr>
- [10] R. Spores, E. Pfender, Flow Structure of a turbulent thermal plasma jet, *Surface & Coatings Technology*, 37, pp 251-270 (1989)
- [11] S. A. Wutzke, E. Pfender, E. R. G. Eckert, Study of electric arc behaviour with superimposed flow, *IAAA Journal*, 5 (4), p 707-713-, (1967)
- [12] Z. Duan, J. Heberlein, Arc instabilities in a plasma spray torch, *J. of Thermal Spray Tecnology*, 11 (1), p 44-57, (2002)
- [13] J.F. Brillhac, B. Pateyron, J.F. Coudert, P. Fauchais, A. Bouvier, Study of the dynamic and static behavior of DC vortex plasma torches : Part 1 : Button type cathode Plasma chemistry and plasma processing, 15 (1), p 257-27, (1995)
-

- [14] J.F. Brillhac, Contribution à l'étude statique et dynamique de torches plasma vortex stabilisées par vortex, Thèse soutenue le 17 décembre 1993, Limoges. Primée en 1994 par le Club Enseignement Electrothermie.
- [15] M. P. Planche, Contribution à l'étude des fluctuations dans une torche à plasma. Application à la dynamique de l'arc et aux mesures de vitesse d'écoulement, Thèse de l'Université de Limoges, (1995) n°ordre 37-1995
- [16] J. Heberlein, Electrode phenomena in d.c arcs and their influence on plasma torch design, Progress in processing materials, (Ed.) P. Fauchais, (Pub.) Begell House NY, USA, p 147-164. (2003)
- [17] S. Janisson, Etude des jets plasma et du traitement des particules en projection plasma avec mélanges ternaires des gaz en atmosphère et température contrôlées, Thèse de l'université de Limoges, (1999)
- [18] E. Moreau, C. Chazelas, G. Mariaux, A. Vardelle, Modeling of the restrike mode operation of a d.c plasma spray torch, Journal of Thermal Spray Technology, 15 (4), p 524-530, (2006)
- [19] E. Moreau, C. Chazelas, G. Mariaux, A. Vardelle, Numerical modeling of the arc behaviour in a d.c plasma torch, High Temperature Material Process, 10 (3), p 393-406, (2006)
- [20] T. Iwao, A. Nemoto, M. Yumoto, T. Inaba, Plasma image processing of high speed arc movement in a rail-gun, IEEE Transaction on Plasma Sciences, 33 (2 I), p 430-431, (2005)
- [21] K.D.Landes, G.Forster, J. Zierhut, M.Dzulko, D. Hawley, Computer Tomography of Plasma Jets –Applied on a TRIPLEX II torch, Proceedings of the 2004 International Thermal Spray Conference, Osaka (Pub.) DVS Dusseldorf, G, (2004), (e-proceeding)
- [22] P. L. Viollet, Mécaniques des fluides à masse volumique variables, Presse de l'école Nationales des ponts et chaussées, (1997)
- [23] M. I. Boulos, P. Fauchais, A. Vardelle, and E. Pfender, In fundamental of plasma particle momentum and heat transfer, Plasma Spraying: Theory and Application, (ed.) R. Suryanarayanan, (Pub.) World Scientific, Singapore, p 3-6, (1993)
- [24] L. Gyenis, 2nd Plasma Technick Symposium Lucern Switzerland (Pub.), 1, 95, (1991)

- [25] R.L. Williamson, R. Fincke, C.H. Chang, A computational examination of the source of statistical variance in particle parameters during thermal plasma spraying, *Plasm. Chem. Plasma Process*, 20, p.299-324, (2000)
- [26] J. R. Fincke, W. D. Swank, D. C. Haggard, The Influence of Injector Geometry and Carrier Gas Flow Rate on Spray Pattern, in *Thermal Spray: A United Forum for Scientific and Technological Advances*, (1997), (Pub.) Berndt, C.C. (Ed.), ASM Int. Materials Park, Ohio, USA, p 335-342, (1997)
- [27] D. T. Gawne, B. Liu, Y. Bao, T. Zhang, Modeling of plasma-particle flow using statistical techniques, *Surface & Coating Technology*, 191, p 242-254, (2005)
- [28] M. Vardelle, A.Vardelle, P.Fauchais, K. I. Li, B. Dussoubs, N.J. Themelis, Controlling particle injection in plasma spraying, *Journal of Thermal Spray Technology*, 10, p 267-286, (2001)
- [29] B. Dussoubs, Modèle tridimensionnelle du procédé de projection plasma: influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, n° d'ordre 23-1998, juin 1998
- [30] J. D. Mattei, O. Simonin, Logiciel ESTET. Manuel théorique de la version 3.1-Tome 1. Modèle s physiques, Rapport EDF N° HE 44/92.38B, EDF-LNH, 6 quai Watier, 78400 Chatou (1992)
- [31] J. D. Mattei, M. Ouraou, Descriptif informatique du code ESTET-version 3.1-Rapport EDF N° HE 44/93.20 EDF-LNH, 6 quai Watier, 78400 Chatou, France (1992)
- [32] A. Vardelle, M. Vardelle, P. Fauchais, P. Proulx, M.I. Boulos, Loading effect by oxide powder in d.c plasma jets, *Proceedings of the 12th National Thermal Spray Conference*, 28 May – 5 June 1992, Orlando, FL, (Ed.) C. Brendt, (Pub.) ASM International Material Park, OH, USA, p 543-547, (1992)
- [33] E. R. G. Eckert, E. Pfender, Advances in plasma heat transfer, *Adv. Heat Transfer* 4, p 229-313 (1967)
- [34] E. Pfender, Thermal plasma-wall boundary layer, *Proceedings of the International Symposium on Heat and Mass Transfer Under Plasma Conditions*, Cesme, Turkey, 1997, (Ed.) P. Fauchais, (Pub.) Begell House (1995)
- [35] E. Pfender, Heat transfer in thermal plasma, *Proceedings of the Julian Szekely memorial symposium on material processing* , Cambridge, Massachusetts, 5-8 october 1997, Eds. H. Y. Sohn , J. W. Evans, D. Apelian, (Pub.) TMS (1997)
-

- [36] A. Vardelle, Etude numérique des transferts de chaleur, de quantité de mouvement et de masse entre un plasma d'arc à pression atmosphérique et des particules solides. Thèse de Doctorat es sciences physiques de l'Université de Limoges, n° d'ordre 29-87 (1973)
- [37] T. N. Meyer, E. Pfender, Experimental and analytical aspects of plasma heat transfer, *Wärme und Stoffübertragung* 1, p 25-31, (1973)
- [38] H. A. Dinulescu, E. Pfender, Analysis of of the anode boundary layer of high intensity arc, *J. Appl. Phys.* 51 (6) pp 3149-3155 (1980)
- [39] Y. C. Lee, Modeling work in thermal plasma processing, Ph. D Thesis, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota, USA, July (1984)
- [40] X. Chen, E. Pfender, Effect of the Knudsen number on heat transfer to a particle immersed into thermal plasma, *Plasma Chemistry and Plasma Processing.* 3 (1), p 97-114, (1980)
- [41] P. Han, X. Chen, Modeling of the supersonic argon plasma jet at low gas pressure environment, *Thin Solid Films*, 390, Issues 1-2, p 181-185, (2001)
- [42] M.I. Boulos, P. Fauchais, E. Pfender, *Thermal plasma, Fundamentals and applications*, 1, Plenum Press, New York (1995)
- [43] W.E. Ranz, W.R. Marshall, Evaporation from Drops, Part II, *Chem. Eng. Progr.*, 48, , p 173-180, (1952)
- [44] J. A. Lewis, W. H. Gauvin, Motion of particles entrained in plasma jet, *AIChE Journal* 19 (5), p 982-990 (1973)
- [45] J. Fiszdon, J. Lesinski, Acceleration and Fusion of Particules in an Argon-Hydrogen Plasma Jet, Section IV-1 of the International Round Table on Study and Applications of Transport Phenomena in Thermal Plasmas, Odeillo-France, 12-16 Sept.1975, (Pub.) Pergamon Press: New York, (Ed.) C. Bonet. (1975)
- [46] Y. C. Lee, Y.P. Chyou, E. Pfender, Particle Dynamics and Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas, Part2. Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas, *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, 5 (3), p 391-409, (1985)
- [47] X. Chen, E. Pfender, Unsteady heating and radiation effects of a small particle in a thermal plasma, *Plasma Chemistry Plasma Processing*, 2 (3), p293-316, (1982)
- [48] E. Bourdin, P. Fauchais, M. I. Boulos, Transient heat conduction under plasma condition, *Int. J. Heat and Mass Transfer*, 26 (4), p 567-582, (1983)
- [49] M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, M.I. Boulos, Plasma-particle momentum and heat transfer : modeling and measurements, *J. AIChE*, 29 (2), p236-243, (1983)

- [50] E. Pfender, Particle behavior in thermal plasma, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 9 (1), p167S-194S (1989)
- [51] E. Pfender, Y. C. Lee, Particle dynamics and particle heat and mass transfer in thermal plasma, Part 1. The motion of a single particle without thermal effect, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 5 (3), p 211- 237 (1985)
- [52] J. R. Brock, On the theory of thermal forces acting on aerosol Particles, *Journal of Colloids Sciences*, 17, p 768-780, (1960)
- [53] L. Talbot, Thermophoresis - a review, In *Rarefied Gas Dynamics*, Ed. S.S Fisher, AIAA Books 4, 467-488, (1981)
- [54] P. Fauchais, M. Vardelle, A. Vardelle, L. Bianchi, A.C. Leger, Parameters controlling the generation and properties of plasma sprayed zirconia coatings, *Plasma Chemistry and Plasma Processes*, 16 (1), p 99S-126S, (1996)
- [55] J.F. Coudert, M.P. Planche, P. Fauchais, Velocity measurement of d.c plasma jets based on arc root fluctuations, *Plasma Chem & Plasma Proc.*, 15 (1), p 47-70, 1996
- [56] G. Mariaux, C. Baudry, A. Vardelle, 3-D Modeling of Gas Flow and Particle Spray Jet in Plasma Spraying, *Thermal Spray : New Surfaces for a New Millenium*, (eds.) ASM Int. Materials Park OH, USA, (ed.) C.C. Berndt, USA, p 715-721, (2001)
- [57] J.H. Park, J. Heberlein, E. Pfender, Y.C. Lau, J. Ruud, H.P. Wang, Particle Behavior in a Fluctuating Plasma Jet, (Ed.) P. Fauchais, *Annals New York Academy of Sciences*, p 417-424, (1999)
- [58] J.F. Bisson, B. Gauthier, C. Moreau, Effect of Plasma Fluctuations on In-flight Particle Parameters, *Proceedings of the International Thermal Spray Conference*, May 2001, (Ed.) C.C. Berndt, K.A. Khor and E.F. Lugscheider, (Pub.) ASM International Materials Park, Ohio, USA, p 715-721, (2001)
- [59] Fauchais, A. Grimaud, A. Vardelle, M. Vardelle, La projection par Plasma : une revue, *Annales de Physique Fr.*, 14, p 261-310, (1989)
- [60] P. Fauchais, A. Vardelle, M. Vardelle, A. Denoirjean, B. Pateyron, M. El Ganaoui, Formation and Layering of Alumina Splats : Thermal History of Coating Formation, Resulting Residual Stresses and Coating Microstructure, In *Thermal Spray 2001 : New Surface For a New Millennium*, (Ed.) C.C Brendt, K.A. Khor and E.F. Lugscheider, (pub) ASM International, Materials Park, Ohio, USA, p 865-874, (2001)

- [61] R. Ghafouri-Azar, S. Shakeri, S. Chandra, J. Mostaghimi, Interactions between molten metal droplets impinging on a solid surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46, p 1395–1407, (2003)
- [62] S. Shakeri, S. Chandra, Splashing of molten tin droplets on a rough steel surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45, p 4561–4575, (2002)
- [63] Shiraz D. Aziz, Sanjeev Chandra, Impact, recoil and splashing of molten metal droplets, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 43, p 2841-2857, (2000)
- [64] O. Knotek, R. Elsing, Monte-Carlo simulation of the lamellar structure of thermally sprayed coating, *Surface & Coatings Technology*, 32, p 261-271, (1987)
- [65] I. Ahmed, T. L. Bergman, Thermal modeling of plasma spray deposition of nanostructured ceramics, *J. of Thermal Spray Technology*, 4 (1), p 315-322, (1995)
- [66] M. Pasandideh-Fard, S. Chandra, J. Mostaghimi, A three-dimensional modèle of droplet impact and solidification, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 45, p 2229–2242, (2002)
- [67] M. Pasandideh-Fard, S. D. Aziz, S. Chandra, J. Mostaghimi, Numerical simulation of thermal spray coating formation, in *Proceedings of the 1st International Thermal Spray Conference*, p 125-134, Montréal, Quebec, May 8-11, (Ed.) C.C. Berndt, (Pub.) ASM International Materials Park OH, USA, (2000)
- [68] J. Madejski, Solidification of droplets on a cold surface, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 19, p 1009-1013, (1976)
- [69] V. V. Kudinov, P. Y. Pekshev, V. A. Safiullin, Forming of the structure of plasma sprayed materials, in *High Temp. Dust. Laden Jets*, (Ed.) Solonenko et Fedorchenko, (Pub.) Brill Academic Publishers, p 381-418, (1989)
- [70] C. Escure, M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, Visualization of the impact of drops on a substrate in plasma spraying : deposition and splashing modes, in *International Thermal Spray Conference Advancing Thermal Spray in the 21st Century*, , New Surfaces for a New Millenium Singapour, 28-30 Mai 2001, (Ed.) C.C. Berndt, A. Khor, E. Lugscheider Eds., (Pub.) ASM , International Materials Park OH, USA, p 805-812, (2001)
- [71] J. Cedelle, Etude de la formation de lamelles résultantes de l'impact de gouttes millimétrique et micrométriques, Application à la réalisation d'un dépôt par projection plasma, Thèse de l'université de Limoges. N° d'ordre –2005 (2005)

- [72] J. Cedelle, M. Vardelle, P. Fauchais, Influence of stainless steel substrate preheating on surface topography and on millimeter- and micrometer-sized splat formation, *Surface & Coatings Technology*, 201, p 1373–1382, (2006)
- [73] P. Fauchais, A. Vardelle, Heat, mass and momentum transfer in coating formation by plasma spraying, *Int. J. Therm. Sci.*, 39, p 852-870, (2000)
- [74] P. Fauchais, J. F. Coudert, M. Vardelle, Diagnostics of plasma spray process and derived on-line control, *J. High Temp. Mater. Proc.*, 6, 247-265, (2002)
- [75] J. Fincke, D. C. Haggard, W. D. Swank, Particle temperature measurement in the thermal spray process, *J. of Thermal Spray Technol.*, 10 (2), p 255-266, (2001)
- [76] E. Meillot, D. Guenadou, C. Bourgeois, Effect of time-dependent d.c plasma flow on particle treatment, *High Temperature Material Processes*, 10 (2), p 219-230, (2006)
- [77] J. Heberlein, Electrode phenomena in d.c arcs and their influence on plasma torch design, *J. of High Temp. Mater. Proc.*, 6 (3), p 321-338, (2002)
- [78] D. Rigot, G. Delluc, B. Pateyron, J. F. Coudert, P. Fauchais, J. Wigren, Transient evolution and shifts of signals emitted by a D.C. plasma gun (type PTF4), *J. of High Temp. Mater. Proc.*, 7(2), p 175-185, (2003)
- [79] M. Vardelle, P. Fauchais, Plasma spray processes: Diagnostics and control, *Pure and Appl. Chem.*, 71 (10), p 1909-1718, (1999)
- [80] P. Fauchais, M. Fukumoto, A. Vardelle, M. Vardelle, Knowledge concerning splat formation: An invited review, *J. Thermal Spray Technol.*, 13 (3), p 337-360, (2004)
- [81] C. Bonet, Contribution à l'étude théorique de l'évaporation d'une particule sphérique d'un matériau réfractaire dans un plasma thermique : Application à l'étude du traitement thermique de réfractaires dans un lit fluidisé par un écoulement plasma. Thèse de doctorat es Sciences Physiques de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, n° CNRS AO, 8262, 1973
- [82] A. Essoltani, P. Proulx, M. I. Boulos, A. Gleizes, The importance of radiation in the heat transfer to a single particle in a thermal plasma, *HTD, Heat Transfer in Thermal Plasma Processing*, 161, ASME, p 145-149, (1991)
- [83] M. K. Wu, J. S. Mc Featers, B. J. Welch, R. L. Stephens, Heat transfer to a particle in a thermal plasma, *Trans. Chem. E.*, 69A, p 21-24, (1991)
- [84] A. Gleizes, J. J. Gonzalez, P. Freton, Thermal plasma modeling, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 38, p 153–183, (2005)
-

- [85] J. J. Lowke, R. E. Voshall, H. C. Ludwig, Decay of electrical conductance and temperature of arc plasmas, *J. Appl. Phys.*, 44 (8), p 3513-3523, (1973)
- [86] S. Russ, E. Pfender, Effect of gas entrainment on particle heating in a turbulent plasma jet, *HTD, Heat Transfer in Thermal plasma Processing*, 161, p 151-154, (1991)
- [87] E. Bourdin, P. Fauchais, A. Vardelle, les transferts de chaleur et de quantité de mouvement plasma-particules sans réactions chimiques, *Revue Générale de Thermique*, 253, p 47-69, (1983)
- [88] E. Bourdin, A. Vardelle, M. Vardelle, M. I. Boulos, P. Fauchais, Computer modélisation of heat and momentum transfer between a particle and a d.c plasma jet, *Proceedings of the 5th International Symposium on Plasma Chemistry*, 10-14 August 1981, Edinburgh, Scotland, (Ed.) Waldie and G.A. Farnel, (Pub.) University of Edinburgh, p 804-815, (1981)
- [89] N. N. Sayegh, W. H. Gauvin, Numerical analysis of variable-property heat transfer to a single sphere in high temperature surroundings, *AIChE Journal*, 25 (3), p 522-534, (1979)
- [90] N. N. Sayegh, W. H. Gauvin, Heat transfer to stationary sphere in a plasma flame, *AIChE Journal*, 25 (5), p 1057-1064, (1979)
- [91] E. Kadyrof, Y. Evdokimenko, V. Kissel, V. Kadyrof, F. Worszala, Interaction of particle with carrier gas in HVOF spraying systems, *Journal of thermal Spray Technology*, 3 (4), p 389-397, (1994)
- [92] B. Q. Liu, D. T. Gawne, T. Zhang, Plasma jet flow and particle motion, *Proceeding of the 13th International Symposium on plasma Chemistry*, 18-22 August 1997, Beijing, China, (Ed.) C. K. Wu, (Pub.) Beijing University Press, Beijing, China, p 1480- 1485, (1997)
- [93] C. H. Chang, E. Pfender, Nonequilibrium modeling of low pressure Argon plasma jet, Part 1 : laminar Flow, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 10 (3), p 473-492, (1990)
- [94] C. H. Chang, E. Pfender, Advances on in computational modeling of thermal plasma processing, *JOM*, p 46-48, (1996)
- [95] C. B. Donaldson, K. Evan Gray, Theoretical and experimental investigation of the compressible free mixing of two dissimilar gases, *AIAA Journal*, 4 (11), p 2017-2025, (1996)
-

- [96] B. Granier, J. M. Badie, Comparaison des résultats simplifiée de jet avec des données expérimentales et des résultats de modèles numériques, *High Temperature Chemical Processes*, 1, p 181-195, (1992)
- [97] P. Proulx, J. T. Mostaghimi, M. I. Boulos, Modeling of the vaporization of small metallic particle in a d.c plasma jet, *HTD, Heat Transfer in Thermal Plasma Processing*, 161, ASME, p 155-160, (1991)
- [98] C. T. Crowe, M. P. Sharma, D. E. Stock, The particle –source in cell (PSI-Cell), Modèle for gas-droplet flows, *Journal of Fluid Engineering*, p 325-332, (1997)
- [99] A. H. Dilwari, J. Szekley, Some perspectives on the modeling of plasma jets, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 7 (2), p 317-339, (1987)
- [100] A. H. Dilwari, J. Szekley, J. F. Coudert, P. Fauchais, Fluid flow and heat transfer in plasma reactor II, A critical comparison of experimental measured and theoretically predicted temperature profiles in plasma jets in the absences and presences of side-stream injection, *Int. J. Heat and Mass transfer*, 32 (1), p 35-46, (1989)
- [101] W. Rodi, The prediction of free turbulent boundary layers by use of a two-equation modèle of turbulence, Ph. Thesis, University of London, (1972)
- [102] Q. Jiao, N. Themelis, Modeling of gas particle of gas-particles fluid flow and heat transfer in a non-transferred plasma jet, *Production and Processing of Fine Particle*, (Ed.) Plumpton, Canadian Institute of Mining and metallurgy, p 291-845, (1988)
- [103] Y. P. Chyou, E. Pfender, Modeling of plasma jets with superimposed vortex flow, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 9 (2), p 291-328, (1988)
- [104] C. Georges, G. Candler, R. Young, E. Pfender, J. Heberlein, Nozzle optimization for dissociated species transport in low pressure plasma chemical vapor deposition, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 16 (1), 43S, 56S, (1996)
- [105] C. Georges, E. Pfender, Numerical simulation of multi-component non-transferred constricted d.c arc, *Proceeding of the 9th International Symposium on plasma Chemistry*, 18-22 August 1997, Beijing, China, (Ed.) C. K. Wu, (Pub.) Peking University Press, Beijing, China, p 314-319, (1997)
- [106] J. H. Park, Z. Duan, J. Heberlein, E. Pfender, Y. C. Lau, H. P. Wang, Modeling of fluctuation experienced in N₂ and N₂/H₂ plasma jets issuing into atmospheric air, *Proceedings of the 13th International Symposium on plasma Chemistry*, 18-22 August

- 1997, Beijing, China, (Ed.) C. K. Wu, (Pub.) Peking University Press, Beijing, China, p 326- 331, (1997)
- [107] B. E. Launder, A. Morse, W. Rodi, D. B. Spalding, The prediction of free shear flow – A comparison of the performance of six turbulent modèle, Imperial Mechanical engineering department, Imperial College London, Prince Consort Road, London, SW7 2AZ, United Kingdom, Report TM/TN/A/19, (1972)
- [108] P. C. Huang, J. Hebelein, E. Pfender, A two-fluid modèle of turbulence for a thermal plasma jet, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 15 (1), p 25-46, (1995)
- [109] P. C. Huang, J. Hebelein, E. Pfender, Particle behavior in a two-fluid turbulent plasma jet, *Surface and Coating Technology*, 73, p 142-151, (1995)
- [110] P. C. Huang, A turbulent swirling arc modèle and a two-fluid turbulence modèle for thermal plasma sprays, Ph.D. Thesis, University of Minnesota (1993)
- [111] J.K Fiszdon, Melting of powder particules in a plasma flame, *International Journal of heat and Mass transfer*, 22, p 749-761, (1979)
- [112] X. Chen, E. Pfender, Heat transfer to a single particle exposed to a thermal plasma, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 2 (3), p 185-212, (1982)
- [113] D.J. Varacalle, R.L. Miller, J.A Walter, G. Irons, Analytically modeling the plasma spraying of nickel-aluminum powder, American Society of Mechanical Engineers, Heat Transfer Division, (Publication) HTD 161, p 137-143, (1991)
- [114] S. W. Nam, Numerical analysis of heat transfer and fluid flow of a high temperature jet including particles in plasma spraying, *Heat Transfer – Japanese Research*, 22 (5), p 493-505, (1993)
- [115] W. H. Zhuang, D. Gray, K. Etemadi, D. M. Benenson, Study of the deposition offset in plasma spray of zirconia, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 16 (1), p 127S-139S, (1996)
- [116] M. Bouneder, Modèle des Transferts de Chaleur et de Masse dans les Poudres Composites Métal/Céramique en Projection Thermique, Thèse de l'université de Limoges, 2006
- [117] H. Zhang, S. Hu, G. Wang, J. Zhu, Modeling and simulation of plasma jet by lattice Boltzmann method, *Applied Mathematical Modeling*, 31, p 1124-1132, (2007)
- [118] H. Zhang, S. Hu, G. Wang, Simulation of powder transport in plasma jet via hybrid Lattice Boltzmann method and probabilistic algorithm, *Surface & Coatings Technology*, 201, p 886-894, (2006)
-

- [119] Z. Njah, J. T. Mostaghimi, M. I. Boulos, Computations of the mixing pattern between plasma turbulent jets and cold transverse flow, HTD, Heat Transfer in Thermal Plasma Processing, 161, ASME, p 131-136, (1991)
- [120] P. Eichert, C. Coddet, M. Imbert, On the modeling approach of d.c plasma flows by implementation of the CFD Phoenics code, Proceedings of the 9th National Thermal Spray Conference, 7-11 October 1996, Cincinnati, Ohio, USA, (Ed.) C. C. Brendt, (Pub.) ASM International, Materials Park, Ohio, USA, p 563-568, (1996)
- [121] P. Eichert, C. Coddet, M. Imbert, Numerical study of an Ar-H₂ gas mixture flowing inside and outside a d.c plasma torch, Journal of Thermal Spray Technology, 7 (4), p 505-512, (1998)
- [122] E. Legros, Contribution à l'étude tridimensionnelle du procédé de projection par plasma et application à un dispositif de deux torches. Thèse de l'université de Limoges. N° d'ordre X-2003 (2003)
- [123] G. Mariaux, A. Vardelle, 3-D time-dependent modeling of the plasma spray process. Part 1: flow modeling, International Journal of Thermal Sciences, 44, p 357-366, (2005)
- [124] J. F Bisson, C. Moreau, Effect of direct-current plasma fluctuations on in-flight particle parameters: part II, Journal of Thermal Spray Technology, 12 (2), p 258-264, (2003)

II. Chapitre 2 : Modèle du traitement d'une particule injectée dans un jet plasma

II.1. Introduction

Dans ce chapitre un modèle numérique est développé pour simuler le comportement d'une particule isolée injectée dans un jet plasma. Ce modèle prend en compte la conduction interne de la particule et les changements de phase susceptibles de se produire.

Tout d'abord le modèle « Jets&Poudres » utilisé dans ce travail pour générer les cartographies de vitesse et de température du jet plasma est présenté. L'accent est mis sur la simulation de l'écoulement du jet plasma et du traitement des particules, considérées comme thermiquement minces.

Le deuxième paragraphe de ce chapitre détaille le modèle du transfert de chaleur plasma-particule et des changements de phase, avec une attention particulière pour l'évaporation traitée avec la théorie « Pression de retour » ou « Contre-pression » (Back Pressure).

II.2. Etat de l'art : le modèle « Jets&Poudres »

Le modèle « Jets&Poudres » développé à la fin des années 90 au sein du laboratoire SPCTS, est construit sur le code informatique GENMIX (GENeral MIXing) [1] qui décrit des écoulements paraboliques bidimensionnels. Ce code est amélioré par l'utilisation des propriétés thermodynamiques et de transport du gaz. Celles-ci sont étroitement liées à la température locale et à la composition du plasma.

II.2.1. Code GENMIX

Le code de calcul GENMIX a été développé au début des années 70 par Spalding et Patankar [1, 2, 3]. Il s'agit d'un modèle bidimensionnel, écrit en schéma de différences finies

et qui traite des écoulements paraboliques à grands nombres de Péclet et de Reynolds ($Re > 20$ et $Pe > 50$). Il est l'un des premiers (probablement le premier) modèles à inclure un maillage auto adaptatif qui s'élargit ou se contracte pour ne couvrir que les zones d'intérêt. Il doit son surnom « la méthode Bikini » (Bikini Method) à son faible coût en ressource mémoire.

Le code GENMIX a été modifié, amélioré et utilisé à plusieurs reprises pour la simulation des problèmes d'écoulement. Dès 1987, Pateyron [4] a représenté l'écoulement plasma appliqué des usages industriels (métallurgie extractive et production de poudres ultrafines). Le Code GENMIX est utilisé dans cette étude pour décrire l'écoulement plasma supposé en équilibre thermodynamique local et en régime de jet établi. L'écoulement est traité comme un problème d'équations différentielles partielles paraboliques. Les grandeurs de transport effectives sont calculées comme des grandeurs turbulentes à partir des nombres de Schmidt et de Prandtl, tandis que les propriétés de mélange entre le jet plasma et le gaz ambiant sont évaluées linéairement en fonction des concentrations de deux phases : le gaz plasma et le gaz atmosphérique.

Lin et Gollahalli [5] se sont servis de GENMIX pour résoudre les équations différentielles partielles paraboliques issues de l'étude d'un jet de combustion axisymétrique stationnaire turbulent dans une atmosphère d'air. Le code a été amélioré par l'utilisation de deux modèles de turbulences : le modèle de turbulence ($k-\epsilon-g$) et le simple modèle algébrique fondé sur l'hypothèse de longueur de mélange (mixing-length-hypothesis : mlh).

Ha et Lilley [6] considèrent le calcul théorique des jets et des flammes dans des écoulements en co-courant. Ils adaptent le code GENMIX pour prédire les vitesses, les températures et les concentrations des espèces (carburant, oxygène et produits de réaction) dans des jets axisymétriques. Le modèle développé résout les équations de couche limite en utilisant un schéma totalement implicite, il tient compte de l'atmosphère ambiante, des flammes d'hydrocarbure brûlant à air et des effets de dissociation. Les résultats des calculs ont été confirmés par des mesures expérimentales.

Elhadidy et al. [7] ont développé une procédure numérique fondée sur le code GENMIX pour étudier l'effet des fluctuations de température des parois sur la distribution de température transitoire d'un métal (solide ou liquide). Le modèle amélioré tient compte de la

résistance thermique entre les parois et le fluide, les résultats pour des flux de sodium liquide et d'air ont ainsi été obtenus.

Srinivasan et Spalding [8] ont ajusté GENMIX pour résoudre un problème d'écoulement isentropique compressible transitoire unidimensionnel. Les auteurs montrent l'avantage d'utiliser un maillage adaptatif échelonné pour la simulation d'un écoulement dans un tube à onde de choc. La méthode utilisée est capable de localiser les discontinuités dans des profils de densité et de température.

II.2.2. Simulation de l'écoulement du jet plasma

L'écoulement du jet plasma est bidimensionnel parabolique, caractérisé par des grands nombres de Peclet et de Reynolds ($Re > 20$ et $Pe > 50$), sans recirculation. Un écoulement parabolique est

- stationnaire ;
- monodirectionnel ;
- sans recirculation ou diffusion ;
- supposé être en équilibre thermodynamique local, sans tourbillon (vorticité).

II.2.2.1 Paramètres du modèle

Le modèle « Jets&Poudres » écrit en Visual Basic (Microsoft) simule l'écoulement d'un jet plasma bidimensionnel et prédit (entre autres) les distributions de température du gaz plasmagène, de sa vitesse (axiale et radiale), de son enthalpie, de sa conductivité thermique et de sa chaleur spécifique. Le modèle traite aussi la dynamique et la thermique d'une ou plusieurs particules immergées dans le jet. La Figure II-1 résume les paramètres de projection utilisés par le modèle. Ces paramètres sont essentiellement :

- le modèle de longueur de mélange ;
- le débit massique et la composition du gaz plasma ;
- la composition du gaz ambiant dans lequel s'écoule le jet de plasma ;
- l'intensité de courant (I) et la puissance électrique (P) ;
- le rendement ρ^{th} de l'énergie transférée au gaz plasmagène.

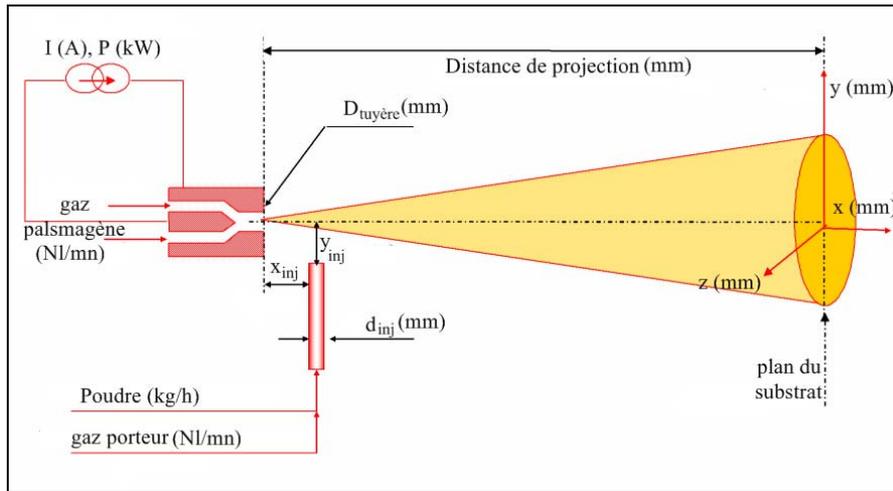


Figure II-1 : Paramètres de projection utilisés par "Jets&Poudres" dans la simulation du procédé de projection plasma.

Ainsi, l'enthalpie spécifique est calculée comme étant le rapport de la puissance effective sur le débit massique :

$$H = \frac{\rho^{th} \cdot P}{m_0^p} \quad (\text{Eq 2.1})$$

La température enthalpique est obtenue à partir des propriétés d'équilibre à la pression de travail. De cette température sont déduits le volume spécifique et la vitesse moyenne du gaz. Les profils radiaux de la température et de la vitesse sont calculés en supposant que l'enthalpie et le débit massique du gaz à la sortie de la tuyère sont conservés [9].

II.2.2.2 Modèle de turbulence

Plusieurs modèles de turbulence, avec une équation ou plus, peuvent être résolus avec GENMIX [10], par exemple le modèle k-ε (deux équations) ou le modèle de dissipation d'énergie de Prandtl (une équation). Généralement ces modèles sous-estiment l'entraînement de gaz ambiant dans l'écoulement, en particulier du fait que les trois composantes de la vitesse turbulente sont supposées égales. Ces modèles ne donnent donc pas de résultats satisfaisants, particulièrement pour le panache du jet, un modèle standard de longueur de mélange est utilisé dans « Jets&Poudres ». Dans ce modèle de turbulence, chaque point de l'écoulement est caractérisé par la quantité l_m appelé longueur de mélange. La contribution de la turbulence à la viscosité effective μ_t est calculée selon l'équation suivante :

$$\mu_t = \rho l_m^2 \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \quad (\text{Eq 2.2})$$

Dans les applications courantes du modèle de longueur de mélange, l_m est considéré uniforme dans la direction radiale et variable dans la direction longitudinale. Ce n'est pas le cas dans l'écoulement décrit par GENMIX, où l_m varie en fonction de la position radiale comme le décrivent Spalding et Patankar [1]. Pour tenir compte du comportement laminaire du dard du jet (dans les zones où la température est supérieure à 8000 K), la longueur de mélange l_m est lissée par un coefficient calculé comme $(300/T(x, 0))^{1/n}$ où $T(x, 0)$ est la température sur l'axe du jet à la distance x de la sortie de la tuyère, n est un facteur d'ajustement choisi empiriquement égal à 9.

II.2.2.3 Propriétés de transport

Le modèle « Jets&Poudres » est amélioré par l'utilisation des propriétés thermodynamiques et de transport obtenues à partir du logiciel « T&TWinner » [11, 12] conçu au laboratoire SPCTS et qui permet de simuler les réactions chimiques à l'équilibre thermodynamique afin d'évaluer les propriétés thermodynamiques de systèmes complexes ou les coefficients de transport de la phase gazeuse (voir Annexe B).

La viscosité effective est la somme des viscosités turbulente et laminaire :

$$\mu_{eff} = \mu_t + \mu_l \quad (\text{Eq 2.3})$$

Le rapport effectif du nombre de Prandtl sur le nombre de Schmidt est supposé constant.

$$\sigma = \frac{\text{Pr}}{\text{Sh}} \quad (\text{Eq 2.4})$$

Le coefficient de diffusion moléculaire turbulent Γ_t peut être calculé selon l'équation suivante :

$$\Gamma_t = \frac{\mu_t}{\sigma_t} \quad (\text{Eq 2.5})$$

où σ_t est le rapport du nombre de Prandtl turbulent au nombre de Schmidt turbulent, supposé constant ($\sigma_t = 0,85$), ainsi l'expression de σ_{eff} devient :

$$\Gamma = \Gamma_l + \Gamma_t \quad (\text{Eq 2.6})$$

$$\sigma_{eff} = \frac{\mu_t + \mu_l}{\frac{\mu_t}{\mu_l} + \Gamma_l} \quad (\text{Eq 2.7})$$

Les valeurs laminaires des propriétés de transport sont exprimées en chaque point en fonction des propriétés de transport du gaz plasma et du gaz ambiant selon une fonction linéaire des concentrations.

II.2.3. Transfert plasma-particule : modèle thermiquement mince

La température d'une particule isolée injectée dans le jet plasma est calculée tout en négligeant la conduction interne de la chaleur, en d'autres termes, la particule est considérée comme un milieu thermiquement mince donc à conductivité thermique infinie, c'est-à-dire à température uniforme. Le traitement thermique d'une particule peut être décrit en quatre étapes [13] :

- échauffement de la particule solide : la température de la particule est calculée à partir de l'énergie totale qu'elle absorbe à sa surface

$$\frac{dT_p}{dT} = \frac{6 \cdot Q_n}{\pi \cdot d_p^3 \cdot c_p \cdot \rho_p} \quad (\text{Eq 2.8})$$

Q_n est l'énergie nécessaire pour chauffer la particule par conduction-convection.

- fusion de la particule : la fusion s'effectue à température constante ($T = T_f$), quand la température de la particule atteint la température de fusion. L'énergie transmise du plasma à la particule est supposée totalement convertie en énergie latente de fusion ΔH_f , la fraction fondue de la particule est donnée par l'équation :

$$\frac{dX_p}{dT} = \frac{6 \cdot Q_n}{\pi \cdot d_p^3 \cdot \Delta H_f \cdot \rho_p} \quad (\text{Eq 2.9})$$

X_p étant la fraction fondue de la particule comprise entre 0 et 1.

- échauffement de la particule liquide : au cours de cette étape deux cas sont possibles, la particule s'évaporant ou non. Si la particule ne s'évapore pas, son échauffement est semblable à celui déterminé dans son état solide décrit par l'équation Eq. 2.8 mais avec la chaleur spécifique de la phase liquide.
- évaporation de la particule liquide : si la particule s'évapore, le diamètre de la particule varie selon l'équation suivante :

$$\frac{d(d_p)}{dT} = \frac{6.Q'_n}{\pi.d_p^3.\Delta H_v.\rho_p} \quad (\text{Eq 2.10})$$

Q'_n est l'énergie dissipée par l'évaporation (J.kg^{-1}). Quand la température de la particule atteint la température d'ébullition ($T_p = T_b$), toute l'énergie absorbée par la particule est convertie en énergie latente d'évaporation.

II.2.4. Modèle de la poudre et de la formation du dépôt

Pour simuler le traitement d'une poudre et la formation d'un dépôt, un grand nombre de particules de différentes tailles devrait être considéré (10^8 à $10^9 \cdot \text{s}^{-1}$ en condition de tir). Le modèle « Jets&Poudres » permet de générer la distribution granulométrique de la poudre de deux façons : distribution mesurée expérimentalement ou distribution simulée selon le théorème de la limite centrale [14]. La dispersion des particules à la sortie de l'injecteur est prise en compte par l'attribution à chaque particule d'une valeur aléatoire entre 0 et 20° qui définit l'angle entre le vecteur vitesse et de l'axe de l'injecteur.

Le dépôt est construit en considérant seulement les particules fondues. L'étalement d'une particule sur le substrat est calculé selon la formule Madejski [15] :

$$\frac{D}{d} = 1,29 \cdot \text{Re}_p^{0,2} \quad (\text{Eq 2.11})$$

Si une particule couvre plus que 50% de la surface d'une particule déjà déposée, elle est supposée la couvrir complètement, dans le cas contraire (où elle couvre moins de 50%), elle est considérée comme déposée à côté. Une particule qui contribue à la formation du dépôt doit avoir une fraction fondue non nulle, sinon elle est supposée rebondir à l'impact sur le substrat.

II.2.5. Validation du modèle « Jets&Poudres »

Dans les références [9], les résultats du modèle « Jets&Poudres » ont été comparés à ceux du code tridimensionnel ESTET. Le modèle de turbulence utilisé dans ESTET3.4 [16] est un k-ε RNG et le maillage tridimensionnel est de 71, 88 et 71 selon x, y et z.

Les Figure II-2.a et II.2.b comparent les profils radiaux de vitesse et de température à différentes distances axiales : 0.0004 m, 0.0222 m, 0.0314 m et 0.594 m. Il apparaît que les profils de température et de vitesse sont semblables auprès et loin de la sortie de la tuyère mais différents pour les positions axiales intermédiaires ($x = 0.0314$ m), les calculs de « Jets&Poudres » montrent une dilution plus importante du panache du jet plasma par l'air ambiant. Ceci s'explique du fait que le code ESTET sous-estime l'entraînement du gaz ambiant dans l'écoulement, comparativement aux résultats expérimentaux.

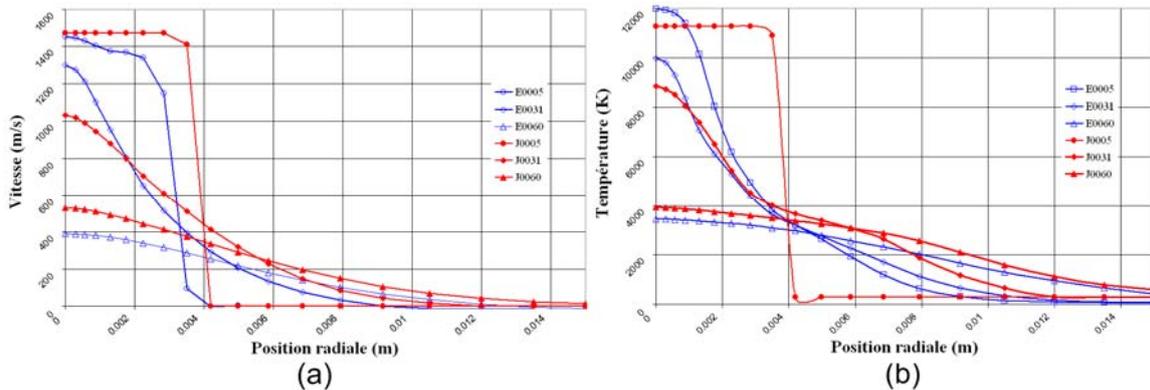


Figure II-2 : Distributions radiales de vitesse (a) et de température (b) calculées avec Jets&Poudres et ESTET à différentes distances de la sortie de la tuyère pour un jet Ar-H2 (45-15 slm, jet plasma d.c, P= 36300 W, $\rho_{th} = 0,50$ avec une tuyère de diamètre interne = 7 mm

La Figure II-3 compare les profils axiaux de température dans les jets simulés par Jets&Poudres (J) et ESTET (E). Ce dernier donne une allure plus lissée de la variation de la température sur l'axe du jet comparativement à celle de Jets&Poudres avec un modèle de turbulence de longueur de mélange standard l_m (Jgenuine). Cependant, avec un modèle de longueur de mélange modifiée, Jets&Poudres donne une tendance de la variation axiale de la température semblable à celle d'ESTET.

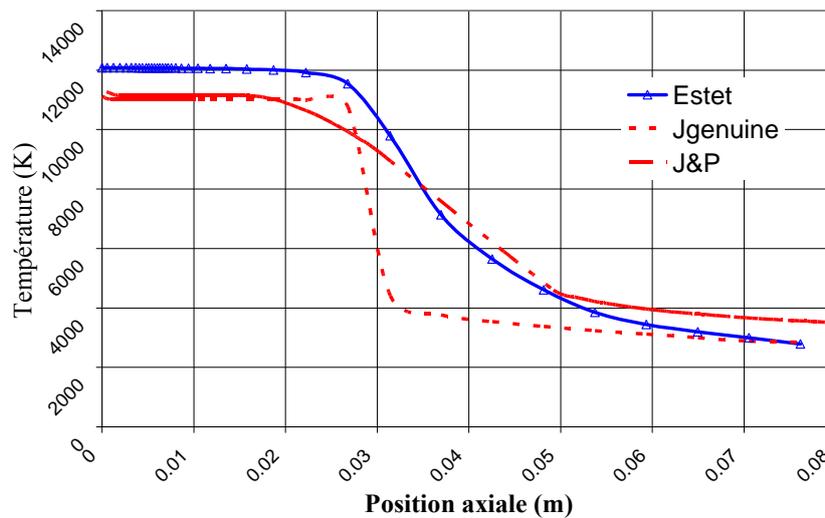


Figure II-3: Distributions axiales de température calculée avec Jets&Poudres et ESTET pour un jet Ar-H2 (45-15 slm, jet plasma d.c, P= 36300 W, $\rho_{th} = 50\%$, avec une tuyère de diamètre interne = 7 mm

Sur la Figure II-4 sont comparés les profils axiaux de vitesse (a), de température (b) et de la concentration de l'air ambiant (c) calculés par Jets&Poudres (J&P) et par le modèle de McKelliget [17] (McK) à ceux mesurés expérimentalement (Mes). On remarque que Jets&Poudres prévoit une dilution plus rapide de l'air ambiant dans le jet plasma. Les tendances des deux modèles encadrent les mesures expérimentales.

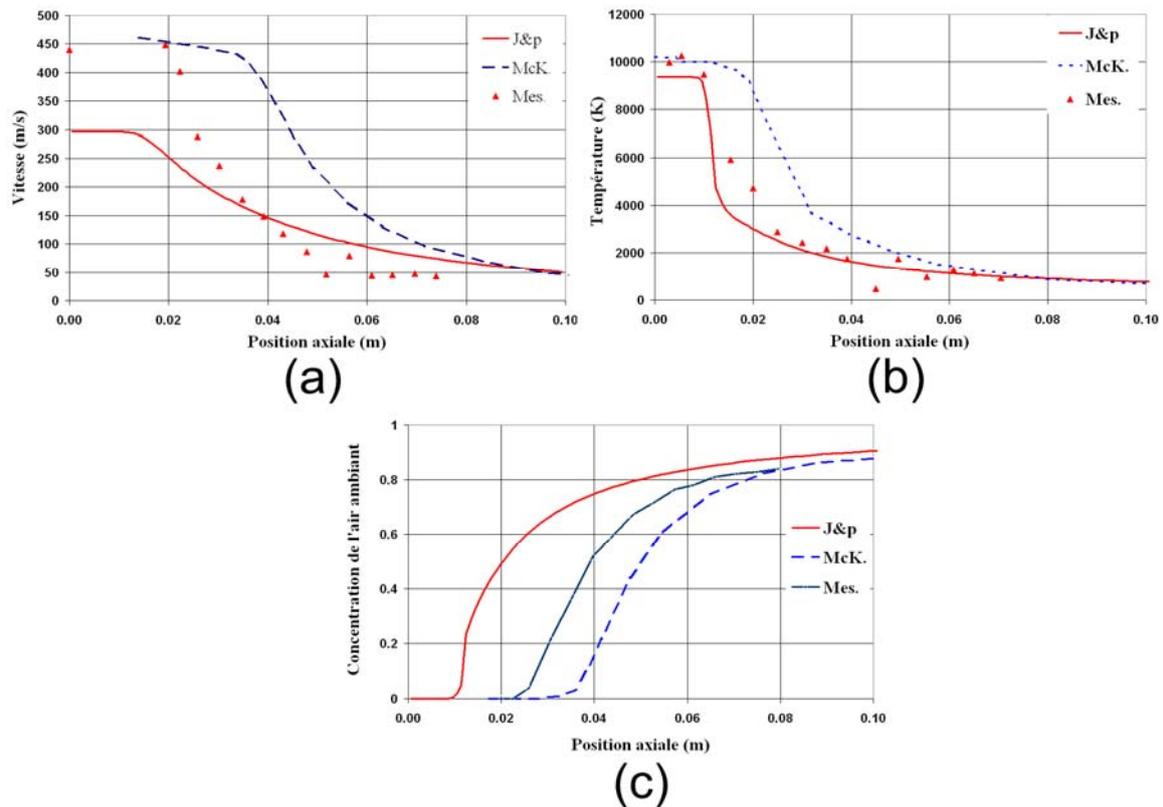


Figure II-4 : Comparaison des profils de vitesse (a), de température (b) et de la concentration de l'air ambiant (c) calculés par les codes de McKelliget (McK), Jets&poudres (J&P) et mesurés (Mes.) pour une torche Miller avec une tuyère de diamètre interne = 8 mm, P=7.4 kW, $\rho_{th} = 52\%$

II.3. Modèle des transferts plasma-particules

Le traitement d'une particule de poudre dans un jet plasma impose de considérer simultanément son aspect thermique et son aspect dynamique puisqu'il recouvre le transfert de chaleur (convection, conduction et rayonnement), le transfert de masse (évaporation) et le transfert de quantité de mouvement (traînée). La Figure II-5 résume les paramètres et les phénomènes à prendre en compte pour étudier et modéliser le comportement d'une particule de matière dans un jet plasma. Dans ce paragraphe, sont étudiés la simulation du traitement thermique de la particule (transfert de chaleur et de masse) et son couplage au traitement dynamique (transfert de quantité de mouvement).

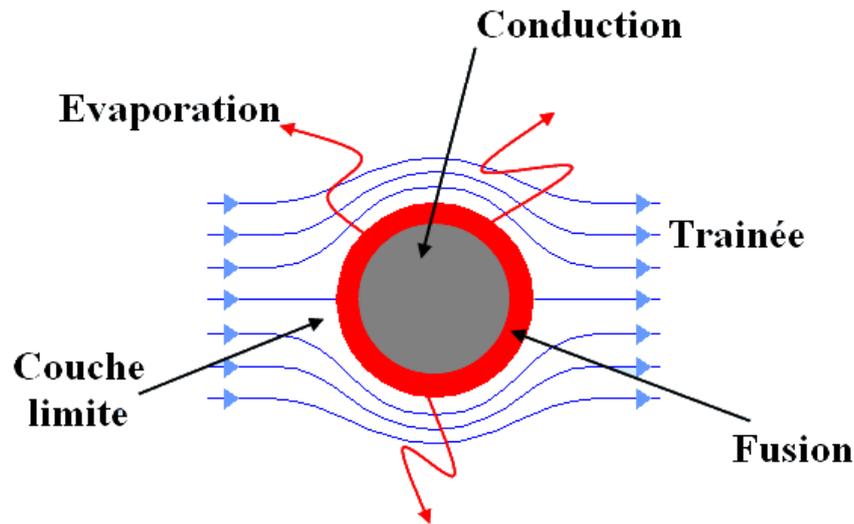


Figure II-5: Aspects considérés dans le traitement d'une particule injectée dans un jet plasma

II.3.1. Les limites du modèle thermiquement mince

Le modèle dit « thermiquement mince » permet une estimation rapide de l'évolution de la température de la particule en condition plasma. Ce modèle suppose que la température de la particule est spatialement uniforme à chaque instant [18, 19] et néglige le gradient de température dans la particule. Toutefois, Bourdin et al. [20] ont montré que le nombre de Biot (Eq 1.21) égal à 0,01 constitue une limite de validité pour le modèle thermiquement mince. Au-delà, la conduction interne de la particule doit être prise en compte.

Bouneider [21] compare les résultats de deux modèles, thermiquement mince et thermiquement épais, en examinant les histoires thermiques de particules de fer et d'alumine (de 15 à 30 μm de diamètre) immergées dans un plasma infini Ar-H₂ (25 % vol) à 5000 K. Les calculs réalisés montrent qu'avec une particule de fer de diamètre de 15 μm ($Bi = 0,029$), les profils de température obtenus avec les deux modèles sont très proches. Par contre, pour une particule d'alumine de diamètre de 30 μm ($Bi = 0,24$) immergée dans le même milieu plasma, le modèle thermiquement mince présente un écart important relativement au modèle thermiquement épais. Le modèle thermiquement mince est rapide, simplifié et il apparaît, en première approximation, comme la moyenne des températures à la surface et au centre de la particule.

Notons enfin que le modèle thermiquement mince, comme décrit dans le paragraphe II-2.3 avec les quatre étapes de traitement thermique (échauffement, fusion, échauffement de

la particule liquide, évaporation) ne permet pas de prévoir la resolidification éventuelle de la particule. Cette dernière est susceptible de se produire dans les zones froides du panache du jet plasma. Pour toutes ces raisons, on a conçu le projet de doter le modèle Jets&Poudres d'un module de traitement des particules qui prenne en compte la conduction thermique interne et les changements de phase (fusion, évaporation et solidification)

II.3.2. Hypothèses

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

- la particule est sphérique et monolithique ;
- les fronts de fusion sont des surfaces avec une tension de surface négligeable ;
- la solidification éventuelle est traitée sans surfusion ;
- la couche limite qui entoure la particule est en équilibre thermodynamique local ;
- l'oxydation des matériaux métalliques n'est pas prise en compte ;
- le milieu plasma est optiquement mince.

II.3.3. Formulation mathématique

II.3.3.1 Transfert de chaleur

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

$$\rho_s C_{ps} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa_s \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{Eq 2.12})$$

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

$$\frac{\partial T}{\partial r} = 0 \quad (\text{Eq 2.13})$$

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

$$\kappa_s \frac{\partial T}{\partial r} = h(T_\infty - T_s) + \sigma(T_a^4 - T_s^4) \quad (\text{Eq 2.14})$$

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

Le coefficient de transfert de chaleur est calculé à partir de la corrélation de Ranz et Marshall :

$$h = \frac{Nu \bar{\kappa}}{d_p} \quad (\text{Eq 2.15})$$

où $\bar{\kappa}$ est la conductivité du plasma évaluée en valeur moyenne intégrale comme proposé par Bourdin et al. [20]

$$\bar{\kappa}(T) = \frac{1}{T - T_a} \int_{T_a}^T \kappa(\theta) d\theta \quad (\text{Eq 2.16})$$

Afin de considérer au mieux les phénomènes susceptibles d'affecter le transfert convectif plasma-particule, le nombre de Nusselt est corrigé :

$$Nu = (2 + 0.6 Re_p^{0.5} Pr_p^{0.33}) f_0 \cdot f_1 \cdot f_2 \quad (\text{Eq 2.17})$$

où f_0, f_1, f_2 sont respectivement les facteurs correctifs dus au gradient de température dans la couche limite, à l'effet tampon de l'évaporation et à l'effet Knudsen [22, 23, 24]

$$f_0 = \left(\frac{c_p T_\infty}{c_p T_p} \right)^{0.38} \quad (\text{Eq 2.18})$$

$$f_1 = \left[1 + \left(\frac{2-a}{a} \right) \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \right) \frac{4.Kn}{Pr} \right]^{-1} \quad (\text{Eq 2.19})$$

$$f_2 = \frac{\dot{m}_v \cdot c_{p,\infty}}{d_p \cdot \pi \cdot \bar{K}} \left[\exp\left(\frac{\dot{m}_v \cdot c_{p,\infty}}{d_p \cdot \pi \cdot \bar{K}}\right) - 1 \right]^{-1} \quad (\text{Eq 2.20})$$

II.3.3.2 Fusion : Problème de Stefan

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

$$\rho_l C_{pl} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \kappa_l \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{Eq 2.21})$$

A l'interface solide-liquide, la température est égale à la température de fusion $T = T_f$, la position du front de changement de phase solide-liquide est déterminée par la résolution du problème de Stefan. Il s'agit de la formulation mathématique la plus classique [25, 26, 27], utilisée souvent comme référence pour les autres formulations [28]. Cette formulation de base suppose plusieurs hypothèses simplificatrices qui restent, pour la plupart, acceptables :

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

La vitesse du front de changement de phase solide-liquide est donnée par l'évolution dans le temps de sa position R_{sl} :

$$g_{sl} = \frac{\partial R_{sl}}{\partial t} \quad (\text{Eq 2.22})$$

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

$$\kappa_s \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_- - \kappa_l \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_+ = \rho_l L_{sl} \mathcal{G}_{sl} \quad (\text{Eq 2.23})$$

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

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

$$St = \frac{c_p (T_f - T_s)}{L_{sl}} \quad (\text{Eq 2.24})$$

II.3.3.3 Evaporation : modèle de pression de retour

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

$$\kappa_s \frac{\partial T}{\partial r} = h(T_\infty - T_s) + \sigma(T_a^4 - T_s^4) + \rho_l L_{lv} \mathcal{G}_{lv} \quad (\text{Eq 2.25})$$

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

$$\rho_l \mathcal{G}_{lv} = \rho_v (\mathcal{G}_{lv} - u_v) \quad (\text{Eq 2.26})$$

Pour découpler le calcul de l'évaporation de la particule de la résolution des équations de dynamique des gaz, nous avons choisi d'adapter le modèle de pression de recul ou contre-pression (back pressure) de J. C Knight [29] à l'évaporation d'une particule sous condition plasma. Ce modèle traite l'évaporation rapide d'une surface à travers la couche de Knudsen considérée comme une discontinuité dans la dynamique des gaz et évalue les sauts de température, pression et densité.

Couche de Knudsen

Les travaux qui portent sur le problème de l'évaporation d'une phase condensée se répartissent typiquement entre deux classes : les problèmes d'évaporation sous vide [30, 31, 32, 33, 34, 35] et les problèmes d'évaporation en présence d'un gaz ambiant [29, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41]. Pour cette deuxième catégorie, il est présupposé que l'évaporation se produit seulement si la pression de vapeur saturante est supérieure à la pression du gaz ambiant, c'est-à-dire pour des températures supérieures à la température de vaporisation du matériau. Or, selon la relation de Clausius, un matériau a une pression de vapeur pour toute température supérieure au zéro absolu [42]. Lorsque la température locale de l'échantillon atteint sa température de fusion, l'action liée au départ de la matière contraint l'interface liquide (conservation de la quantité de mouvement). Afin de le modéliser, il est nécessaire d'étudier plus finement le concept de couche de Knudsen.

Les conditions extrêmes de température et de vitesse dans le jet plasma créent, en surface de la particule et sur une distance de quelques libres parcours moyens, une zone totalement hors équilibre, c'est-à-dire d'une discontinuité hydrodynamique. Les atomes éjectés de la surface entrent en collision et leur répartition de vitesse tend rapidement vers l'équilibre. La zone dans laquelle l'équilibre s'effectue est appelée couche de Knudsen. La théorie de la couche de Knudsen [43] relie les propriétés de la vapeur aux propriétés de surface. Le calcul des propriétés de la matière dans cette couche passe par l'application des équations de la cinétique des gaz.

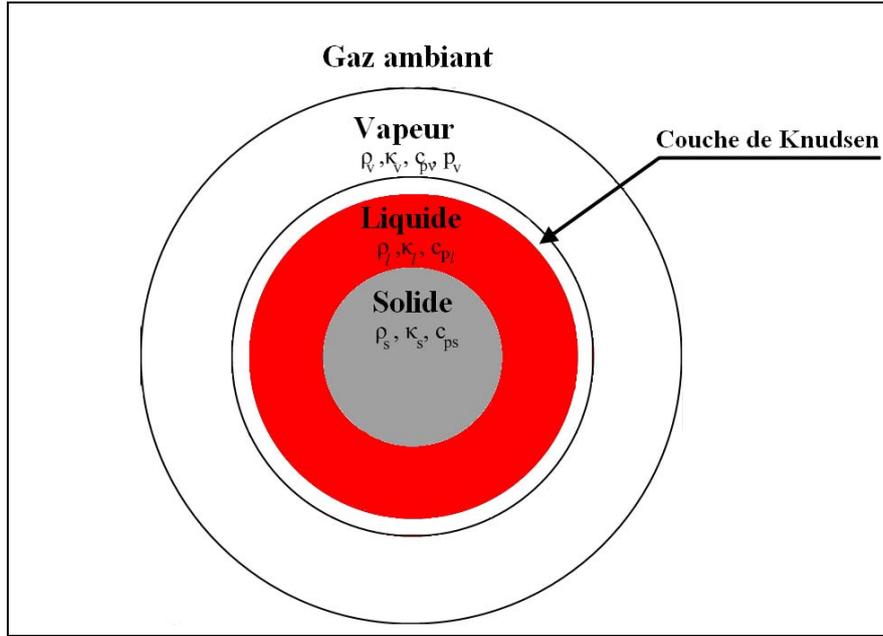


Figure II-6: Discontinuité des propriétés physiques dans la couche de Knudsen

Analyse des discontinuités de propriétés à travers la couche de Knudsen

Knight [29] a évalué les discontinuités au niveau de la couche de Knudsen. Il commence par calculer l'énergie interne de la vapeur supposée monoatomique ($\gamma = 5/3$) :

$$e_{\text{int}} = \frac{5 - 3\gamma}{2(\gamma - 1)} \frac{RT}{M} \quad (\text{Eq 2.27})$$

Le modèle présenté suppose que les molécules rétrodiffusées seront condensées en arrivant à l'interface liquide-vapeur. Selon Williams [44] cette hypothèse est correcte pour un métal à vapeur monoatomique. Knight traite la conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie à travers la couche de Knudsen pour établir les équations de discontinuités des propriétés :

$$\rho_v \cdot u_v = \rho_s \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi}} + \beta \rho \sqrt{\frac{RT}{2\pi}} \left[\sqrt{\pi} m \cdot \text{erfc}(m) - \exp(-m^2) \right] \quad (\text{Eq 2.28})$$

$$\begin{aligned} \rho_v \left(u_v^2 + \frac{RT}{M} \right) &= \frac{1}{2} \rho_s \frac{RT_s}{M} \\ &+ \beta \rho_v \frac{\sqrt{RT}}{M} \left[\left(m^2 + \frac{1}{2} \right) \cdot \text{erfc}(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}} \exp(-m^2) \right] \end{aligned} \quad (\text{Eq 2.29})$$

$$\begin{aligned} \rho_v u_v \left(\frac{5}{2} \frac{RT}{M} + \frac{1}{2} u^2 \right) &= \rho_s \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M}} \left[\frac{2RT_s}{M} + \frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)} \frac{R(T_s-T)}{M} \right] \\ + \beta \rho_v \frac{RT}{M} \frac{RT}{2\pi M} &\left[m \left(m^2 + \frac{5}{2} \right) \sqrt{\pi} \operatorname{erfc}(m) - (m^2 + 2) \exp(-m^2) \right] \end{aligned} \quad (\text{Eq 2.30})$$

Dans les équations 2.28, 2.29 et 2.30, m est la vitesse adimensionnelle de la vapeur et $\operatorname{erfc}(m)$ est la fonction erreur complémentaire :

$$m = \frac{u}{\sqrt{\frac{2RT}{M}}} \quad (\text{Eq 2.31})$$

$$\operatorname{erfc}(m) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_m^{\infty} \exp(-\tau^2) d\tau \quad (\text{Eq 2.32})$$

La manipulation des équations précédentes permet de les écrire sous les formes finales plus simples :

$$\frac{T}{T_s} = \left[\sqrt{1 + \pi \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{m}{2} \right)^2} - \sqrt{\pi} \frac{\gamma-1}{\gamma+1} \frac{m}{2} \right]^2 \quad (\text{Eq 2.33})$$

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\rho_s} &= \sqrt{\frac{T}{T_s}} \left[\left(m^2 + \frac{1}{2} \right) \exp(m^2) \operatorname{erfc}(m) - \frac{m}{\sqrt{\pi}} \right] \\ + \frac{1}{2} \frac{T}{T_s} &\left[1 - \sqrt{\pi} m \exp(m^2) \operatorname{erfc}(m) \right] \end{aligned} \quad (\text{Eq 2.34})$$

$$\beta = \left[(2m^2 + 1) - m \sqrt{\frac{\pi T_s}{T}} \right] \exp(m^2) \frac{\rho}{\rho_s} \sqrt{\frac{T}{T_s}} \quad (\text{Eq 2.35})$$

Le nombre de Mach en dehors de la couche de Knudsen est fonction de la vitesse adimensionnelle de la vapeur :

$$Ma = \frac{u}{\sqrt{\frac{\gamma RT}{M}}} = m \sqrt{\frac{2}{\gamma}} \quad (\text{Eq 2.36})$$

A partir des équations Eq 2.33 et Eq 2.34 il est possible de déduire le rapport p/p_s donné par :

$$\frac{p}{p_s} = \frac{\rho}{\rho_s} \cdot \frac{T}{T_s} \quad (\text{Eq 2.37})$$

L'analyse de la couche de Knudsen ne donne aucune information sur la vitesse adimensionnelle de la vapeur, Knight précise que le nombre de Mach peut être librement spécifié sans contrevenir aux lois de conservation de masse, de quantité de mouvement et d'énergie. Cependant, l'équilibre des niveaux énergétiques de translation est obtenu à grand nombre de Reynolds si l'écoulement est subsonique. Il en résulte que les conditions de discontinuités décrites ci-dessus (Eq. 2.33, Eq. 2.34 et Eq. 2.35) sont limitées à des nombres de Mach telles que $Ma \leq 1$.

La fonction erreur complémentaire $erfc(m)$ est évaluée par la relation suivante [45] :

$$\exp(m^2)erfc(m) = 0,34802.t - 0,09588.t^2 + 0,74786.t^3 \quad (\text{Eq 2.38})$$

$$t = \frac{1}{1 + 0,47047.m} \quad (\text{Eq 2.39})$$

L'erreur absolue dans cette approximation est inférieure à 10^{-4} , le Tableau II-1 donne les propriétés de l'écoulement à travers la couche de Knudsen calculées à partir des équations Eq. 2.36 et Eq. 2.37 et des conditions de discontinuités pour une vapeur monoatomique ($\gamma = 5/3$). Notons que la pression p est donnée par $p = \rho RT/M$, et que $T_0 = [1+(\gamma-1)M^2/2]T$ est la température de stagnation du gaz qui quitte la couche de Knudsen. La dernière colonne donne la fraction de masse, émise par la particule, qui quitte la couche de Knudsen (Eq.2.40) et dont les variations en fonction du nombre de Mach sont données sur la Figure II-7

$$W_{fr} = \frac{\rho_v u}{\rho_{sat} \sqrt{\frac{RT}{2\pi.M}}} \quad (\text{Eq 2.40})$$

Tableau II-1 : Propriétés de l'écoulement à travers la couche de Knudsen

Ma	ρ/ρ_s	T/Ts	p/ps	β	T0/Ts	$W_{fr} = \frac{\rho_v u}{\rho_{sat} \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}}}$
0	1	1	1	1	1	0
0,05	0,927	0,980	0,908	1,007	0,981	0,148
0,1	0,861	0,960	0,827	1,017	0,964	0,273
0,2	0,748	0,922	0,690	1,051	0,935	0,465
0,4	0,576	0,851	0,490	1,215	0,896	0,688
0,6	0,457	0,785	0,358	1,682	0,879	0,786
0,8	0,371	0,725	0,269	2,947	0,879	0,817
1	0,308	0,669	0,206	6,287	0,892	0,816

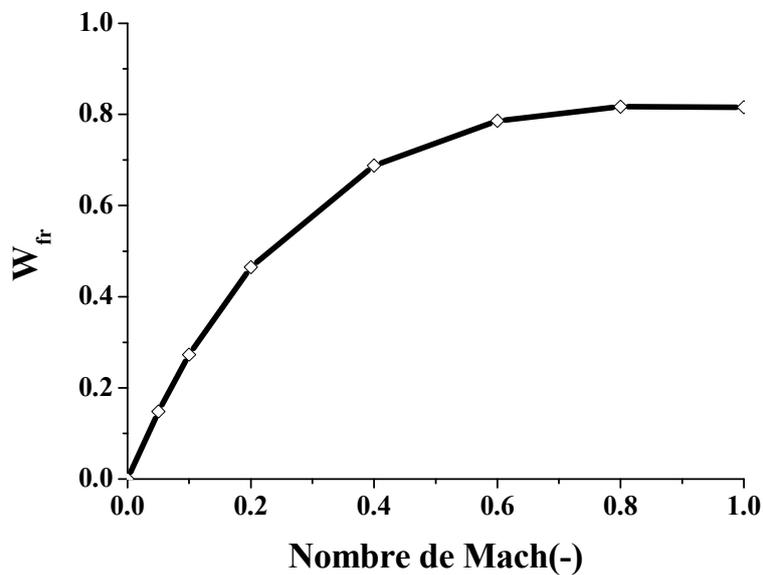


Figure II-7: Variation de W_{fr} en fonction du nombre de Mach

Une fois calculée la fraction de masse quittant la surface s'évaporant à travers la couche de Knudsen, la vitesse du front de changement de phase liquide-phase (Eq 2-26) peut être réécrite comme suit :

$$g_{lv} = \frac{\rho_v u}{(\rho_v - \rho_l)} = W_{fr} \frac{\rho_{sat} \sqrt{\frac{RT}{M}}}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{(\rho_v - \rho_l)} \quad (\text{Eq 2.39})$$

En considérant l'approximation $\rho_v \ll \rho_l$ et l'équation d'état des gaz idéaux ($p_{sat} = \rho_{sat} RT / M$), la vitesse du front de changement de phase liquide-liquide est écrite sous la forme :

$$\mathcal{G}_{lv} = -\frac{W_{fr}}{\rho_l} \frac{\rho_{sat}}{\sqrt{2\pi}} \sqrt{\frac{RT}{M}} = -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{W_{fr}}{\rho_l} \frac{p_{sat}}{\sqrt{\frac{RT}{M}}} \quad (\text{Eq 2.40})$$

La pression de saturation à la température T est donnée par la relation de Clausius-Clapeyron :

$$p_{sat} = p_{eb} \text{Exp} \left[\frac{ML_{lv}}{RT_{eb}} \left(1 - \frac{T_{eb}}{T} \right) \right] \quad (\text{Eq 2.41})$$

Cas d'une vapeur poly-atomique

Une étude analogue à celle de Knight a été développée par Baker [46] pour obtenir une solution analytique de l'analyse non-linéaire de la couche de Knudsen mais en prenant en compte les effets de l'évaporation et une vapeur poly-atomique. Compte tenu des degrés de liberté d'une molécule qui s'évapore (ou se sublime). La conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie à travers la couche de Knudsen², permet d'écrire les conditions de discontinuités de façon analogue aux équations Eq 2.28, Eq 2.29 et Eq 2.30 :

$$\rho u = \alpha \rho_s \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M}} + \alpha \beta \rho \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} \left[\pi^{1/2} m \text{erfc}(m) - \text{Exp}(-m^2) \right] \quad (\text{Eq 2.42})$$

$$\begin{aligned} \rho \left(u^2 + \frac{RT}{M} \right) &= \frac{1}{2} \alpha \rho_s \frac{RT_s}{M} \\ &+ (2 - \alpha) \beta \rho \frac{RT}{M} \left[\left(m^2 + \frac{1}{2} \right) \text{erfc}(m) - \frac{m}{\pi^{1/2}} \exp(-m^2) \right] \end{aligned} \quad (\text{Eq 2.43})$$

$$\begin{aligned} \rho u \left(\frac{5}{2} \frac{RT}{M} + \frac{1}{2} u^2 \right) &= \alpha \rho_s \sqrt{\frac{RT_s}{2\pi M}} \left[\frac{2RT_s}{M} + G(\gamma) \frac{R(T_s - T)}{M} \right] \\ &+ \alpha \beta \rho \frac{RT}{M} \sqrt{\frac{RT}{2\pi M}} \left[m \left(m^2 + \frac{5}{2} \right) \pi^{1/2} \text{erfc}(m) - (m^2 + 2) \text{Exp}(-m^2) \right] \end{aligned} \quad (\text{Eq 2.44})$$

Il est implicitement supposé que le coefficient d'évaporation α_v et le coefficient de condensation α_c sont égaux :

$$\alpha = \alpha_v = \alpha_c \quad (\text{Eq 2.45})$$

Le rapport des chaleurs spécifique γ intervient par le biais de la fonction $G(\gamma)$:

$$G(\gamma) = \frac{5-3\gamma}{2(\gamma-1)} \quad (\text{Eq 2.46})$$

Baker traite algébriquement les équations Eq 2.42, Eq 2.43 et Eq 2.44 pour développer une solution analytique des expressions T/T_s , ρ/ρ_s et β en fonction de m , γ et α .

$$\frac{T}{T_s} = \left[\frac{\left(-\pi^{1/2} m F(\gamma) \varphi(m, \alpha) + \sqrt{\pi [m F(\gamma) \varphi(m, \alpha)]^2 + 4[1 + (1 - \varphi(m, \alpha))(2m^2 + 1)] F(\gamma)} \right)}{2[1 + (1 - \varphi(m, \alpha))(2m^2 + 1) F(\gamma)]} \right]^2 \quad (\text{Eq 2.47})$$

$$\frac{\rho}{\rho_s} = \varphi(m, \alpha) \left\{ \begin{aligned} & \left(2 - \alpha \right) \left[\left(m^2 + \frac{1}{2} \right) \text{erfc}(m) \text{Exp}(m^2) - m \pi^{-1/2} \right] \sqrt{\frac{T}{T_s}} \\ & + \alpha \left[1 - \pi^{1/2} m \cdot \text{erfc}(m) \text{Exp}(m^2) \right] \frac{T}{T_s} \end{aligned} \right\} \quad (\text{Eq 2.48})$$

$$\beta = \varphi(m, \alpha) \left[(2m^2 + 1) - m \pi^{1/2} \sqrt{\frac{T}{T_s}} \right] \text{Exp}(m^2) \frac{\rho}{\rho_s} \sqrt{\frac{T}{T_s}} \quad (\text{Eq 2.49})$$

où $F(\gamma)$ et $\varphi(m, \alpha)$ sont données par :

$$F(\gamma) = \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \quad (\text{Eq 2.50})$$

$$\varphi(m, \gamma) = \left\{ 1 - \frac{4(1-\alpha)}{\alpha} \left[m^2 - \pi^{1/2} m \left(m^2 + \frac{1}{2} \right) \text{erfc}(m) \text{Exp}(m^2) \right] \right\}^{-1} \quad (\text{Eq 2.51})$$

Notons que pour $\alpha = 1$, $\varphi(m, \alpha)$ est égal à l'unité et les équations Eq. 2.47, Eq. 2.48 et Eq. 2.49 sont réduites à celles de Knight, c.à.d. respectivement les équations Eq 2.33, Eq 2.34 et Eq 2.35. Le rapport des pressions p/p_s et la fraction de masse évaporée W_{fr} sont calculés identiquement au cas d'une vapeur monoatomique selon les équations Eq 2.37 et Eq 2.40.

Pour des valeurs données du coefficient de vaporisation α et du rapport des chaleurs spécifiques γ , les équations Eq 2.47, et Eq. 2.48 permettent d'obtenir les valeurs des rapports T/T_s et ρ/ρ_s . La variable indépendante est toujours le nombre de Mach au bord de la couche de Knudsen. Pour quatre degrés de liberté ($\gamma = 9/7$), l'effet du rapport des chaleurs spécifiques γ sur les rapports T/T_s et p/p_s est présenté sur la Figure II-8. Au point sonique ($M = 1$) comparativement à une vapeur monoatomique ($\gamma = 5/3$), les rapports T/T_s et p/p_s sont respectivement 27 % et 19% plus élevés, d'où (d'après l'équation 2.37) le rapport des densités ρ/ρ_s de 7% plus élevé au même point.

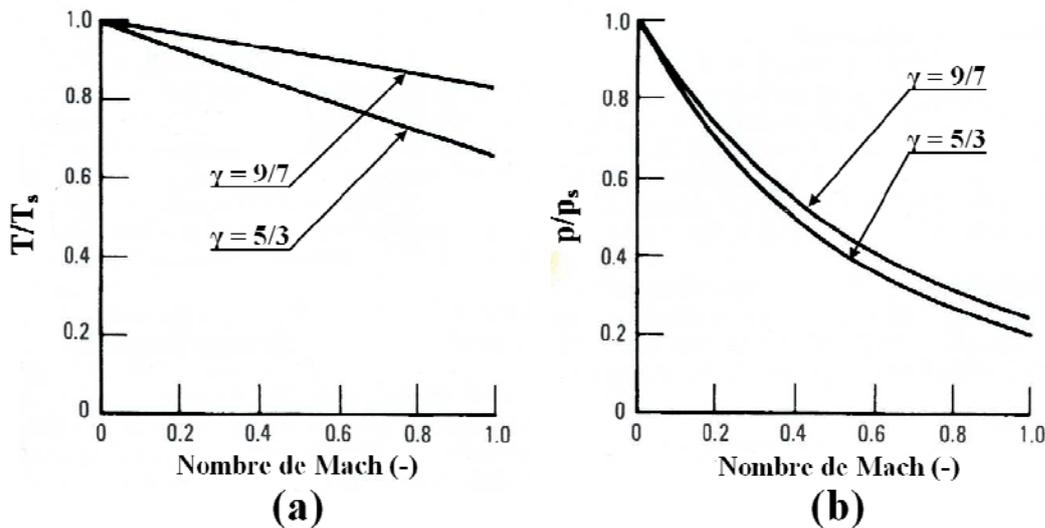


Figure II-8 : Effet de α sur les rapports (a) T/T_s et (b) p/p_s pour $\gamma = 1$

L'effet d'une valeur non unitaire du coefficient de vaporisation α ($\alpha = 0,6$ et $0,2$) sur le rapport des densités ρ/ρ_s et la fraction de masse évaporée, pour $\gamma = 9/7$, est montré sur la Figure II-9. Au point sonique ($M = 1$), la variation de ces rapports est quasi proportionnelle à $(1 - \alpha)$, en effet, pour $\alpha = 0,2$ la diminution est de 78%, l'effet sur le rapport des pressions est très comparable. Cependant le rapport des températures T/T_s est moins affecté par les variations de α .

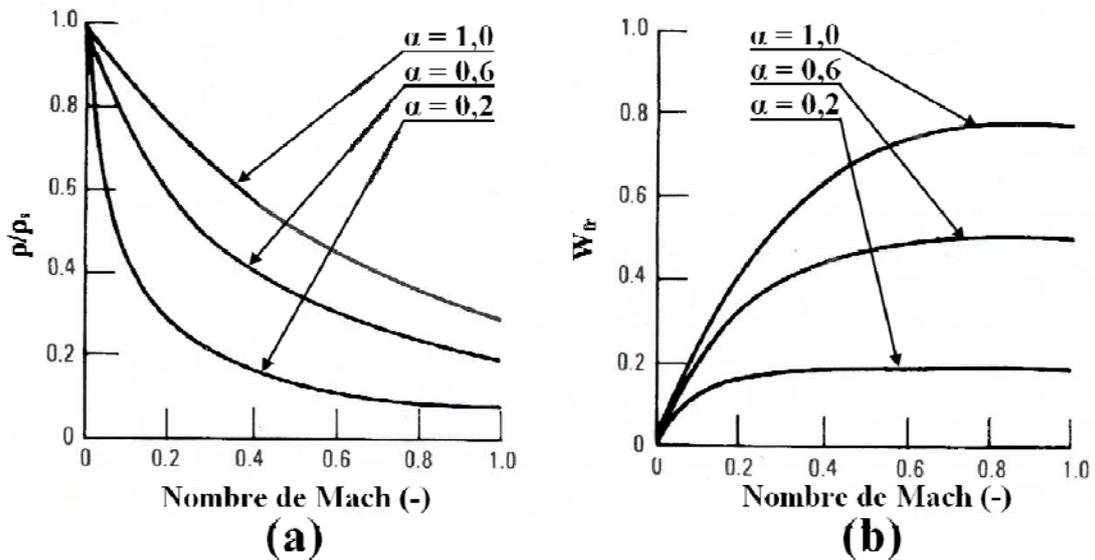


Figure II-9: Effet de α sur (a) ρ/ρ_s et (b) W_{fr} pour $\gamma = 1$

II.3.3.4 Re-solidification

L'éventuelle re-solidification des particules, phénomène indésirable en projection plasma, est néfaste à la qualité du dépôt et peut même être cause du rebond de la particule qui a une croûte (une enveloppe re-solidifiée). Ce phénomène a été rarement abordé même si Russ et Pfender [47] ont montré que si les particules traversent des zones d'air froid engouffré dans le jet plasma, elles peuvent se re-solidifier avant d'atteindre le substrat.

Dans notre modèle, la re-solidification est traitée d'une façon semblable à la fusion étant donné qu'il s'agit aussi du même problème de Stefan.

$$\kappa_l \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_- - \kappa_s \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_+ = \rho_s L_{sl} \vartheta_{sl} \quad (\text{Eq 2.52})$$

II.3.4. Couplage avec la dynamique de la particule

La trajectoire d'une particule isolée dans le jet plasma est calculée à partir du bilan des forces exercées sur celle-ci. Comme il a été montré dans le chapitre bibliographie, les forces autres que la force de traînée (force de Basset, de thermophorèse, de gravité, de masse ajoutée et la force due à la rotation de la particule (effet magnus)) peuvent être négligées conformément aux résultats des études consacrées à leur importance relative. L'équation du mouvement est donné par :

$$m_p \frac{dv}{dt} = \frac{1}{2} C_D \pi \frac{d_p}{4} \rho_\infty |v_\infty - v_p| (v_\infty - v_p) \quad (\text{Eq 2.53})$$

Les grandes variations de température et donc de propriétés du gaz dans la couche limite thermique qui entoure la particule, sont prises en compte par l'introduction d'un coefficient correctif au coefficient de traînée qui s'écrit comme suit :

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.11 \text{Re}^{0.81}) f f'' \quad (\text{Eq 2.53})$$

où f' est le coefficient correctif proposé par Lee [48] pour tenir compte du gradient de température dans la couche limite, f'' est le facteur correctif correspondant à l'effet Knudsen [49]

$$C_D = \frac{24}{\text{Re}} (1 + 0.11 \text{Re}^{0.81}) f f'' \quad (\text{Eq 2.54})$$

La dynamique d'une particule est contrôlée par la perte de masse due à l'évaporation, le calcul de la vitesse et la position de la particule à l'instant t_{i+1} prend en compte la masse perdue par évaporation à l'instant t_i . Le traitement dynamique d'une particule dans un écoulement gazeux est détaillé dans le chapitre III lors de la simulation du transport des particules par le gaz porteur.

II.3.5. Schéma numérique

Le modèle du transfert de chaleur plasma-particule et des changements de phase, développés ici, doit être conforme au cahier des charges de « Jets&Poudres », à savoir, afficher un coût de calcul réduit afin d'être un moyen de prévision rapide pour les essais au laboratoire et d'être un outil d'assistance pour la projection plasma à l'échelle industrielle. En outre, l'algorithme doit prendre en charge, au mieux, les différents changements de phase susceptibles de s'effectuer dans une particule sous conditions plasma. Ceci peut faire de la particule une succession plus ou moins complexe de phases, comme schématisé sur la Figure II-10 [50]. Toutes ces contraintes dictent le choix de la méthode numérique à utiliser pour le développement du modèle.

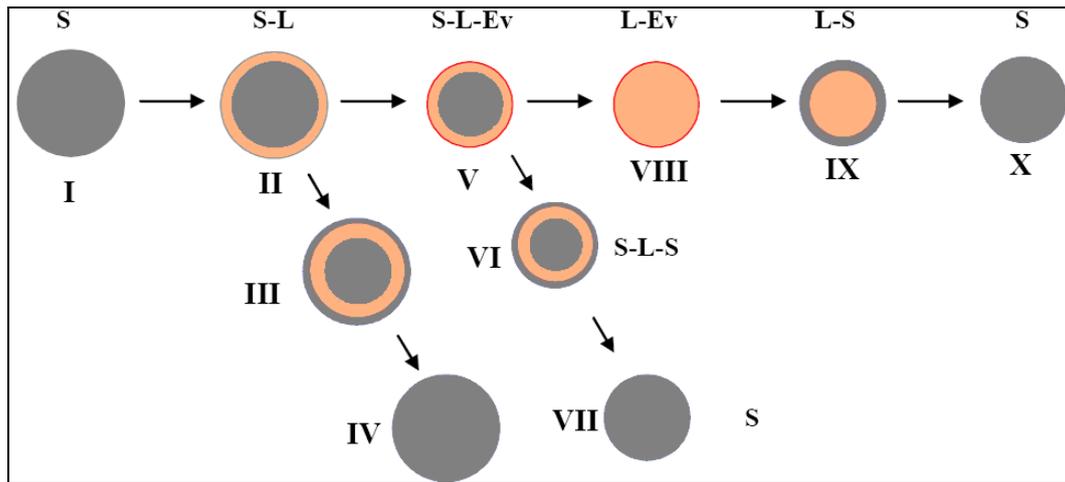


Figure II-10: Les changements de phase possibles au sein d'une particule sous condition plasma [47]

Un schéma de différences finies implicite, donc inconditionnellement stable est choisi. Parmi les méthodes de résolutions couramment utilisées, la méthode des différences finies est la plus facile d'accès, puisqu'elle repose sur deux notions : la discrétisation des opérateurs de dérivation/différentiation (assez intuitive) d'une part, et la convergence du schéma numérique ainsi obtenu d'autre part.

Le maillage utilisé est un maillage adaptatif dans lequel les positions des interfaces sont fixes, les parties utilisées du maillage évoluent au fur et à mesure de l'apparition de nouvelles phases comme le schématise la Figure II-11.

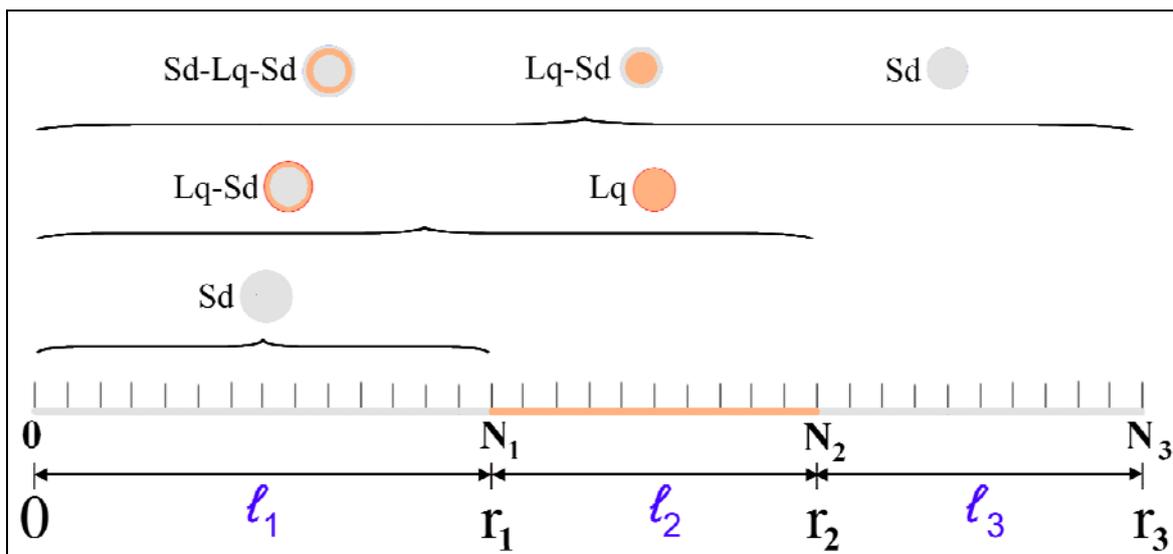


Figure II-11 : Evolution du maillage adaptatif selon les changements de phase

L'évolution du maillage adaptatif peut être résumée comme suit :

- particule totalement solide : le rayon de la particule est maillé par N_1 pas spatiaux, dont le dernier représente la surface de la particule ;
- apparition d'une phase liquide : la phase solide est toujours représentée par N_1 dont le dernier devient l'interface solide-liquide, la nouvelle phase liquide est représentée par un maillage de (N_2-N_1) pas, la surface de la particule en évaporation est d'abscisse N_2 ;
- re-solidification de la surface : une troisième partie du maillage de N_3-N_2 pas est considérée pour représenter la phase solide, la surface de la particule ne s'évapore plus et est située au point N_3 .

Dans un système de coordonnées adimensionnelles où les fronts de changement de phase sont fixes, soit ℓ_1, ℓ_2 et ℓ_3 les longueurs des phases définies comme suit :

$$\ell_1 = r_1 \quad (\text{Eq 2.55.a})$$

$$\ell_1 = r_2 - r_1 \quad (\text{Eq 2.55.b})$$

$$\ell_3 = r_3 - r_2 \quad (\text{Eq 2.55.c})$$

Le rayon adimensionnel est calculé comme suit :

$$0 \leq r \leq r_1 \quad \bar{r} = \frac{r}{\ell_1} \quad (\text{Eq 2.56.a})$$

$$r_1 \leq r \leq r_2 \quad \bar{r} = 1 + \frac{r - r_1}{\ell_2} \quad (\text{Eq 2.56.b})$$

$$r_2 \leq r \leq r_3 \quad \bar{r} = 2 + \frac{r - r_2}{\ell_3} \quad (\text{Eq 2.56.c})$$

Cette transformation de coordonnées associe une position fixe pour les fronts de changement de phase, ainsi il est possible de vérifier aisément que quelque soit le temps et la taille des différentes phases :

$$r = 0 \quad \bar{r} = 0 \quad (\text{Eq 2.57.a})$$

$$r = r_1 \quad \bar{r} = 1 \quad (\text{Eq 2.57.b})$$

$$r = r_2 \quad \bar{r} = 2 \quad (\text{Eq 2.57.c})$$

$$r = r_3 \quad \bar{r} = 3 \quad (\text{Eq 2.57.d})$$

La transformation inverse, du maillage adimensionnel vers le maillage dimensionnel est donné par :

$$0 \leq r \leq r_1 \quad r(\bar{r}, t) = \bar{r} \cdot \ell_1 \quad (\text{Eq 2.58.a})$$

$$r_1 \leq r \leq r_2 \quad r(\bar{r}, t) = r_1 + \ell_2(\bar{r} - 1) \quad (\text{Eq 2.58.b})$$

$$r_2 \leq r \leq r_3 \quad r(\bar{r}, t) = r_2 + \ell_3(\bar{r} - 2) \quad (\text{Eq 2.58.c})$$

Par conséquent :

$$0 \leq r \leq r_1 \quad \frac{\partial r}{\partial \bar{r}} = \ell_1 \quad (\text{Eq 2.59.a})$$

$$r_1 \leq r \leq r_2 \quad \frac{\partial r}{\partial \bar{r}} = \ell_2 \quad (\text{Eq 2.59.b})$$

$$r_2 \leq r \leq r_3 \quad \frac{\partial r}{\partial \bar{r}} = \ell_3 \quad (\text{Eq 2.59.c})$$

D'une façon plus générale

$$\frac{\partial r}{\partial \bar{r}} = \ell_i \quad i = 1, 2 \text{ ou } 3 \quad (\text{Eq 2.60})$$

$$\frac{\partial r}{\partial t} = \ell_i \frac{\partial \bar{r}}{\partial t} \quad i = 1, 2 \text{ ou } 3 \quad (\text{Eq 2.61})$$

Une température adimensionnelle \bar{T} est calculée par rapport à la température de fusion du matériau qui est choisie comme température de référence :

$$\bar{T}(r,t) = \frac{T(r,t)}{T_m} \quad (\text{Eq 2.62})$$

Soit un pas de temps adimensionnel et une constante de Stefan-Boltzmann adimensionnelle :

$$\bar{dt} = \frac{dt \cdot \kappa_p}{\rho_p \cdot c_{pp} \cdot R_p^2} \quad (\text{Eq 2.63})$$

$$\bar{\sigma} = \frac{\sigma \cdot T_m^3 \cdot R_p}{\kappa_p} \quad (\text{Eq 2.64})$$

L'injection de l'équation Eq 2.58 dans l'équation de continuité du flux d'énergie thermique (Eq 2.12) permet d'écrire cette dernière sous une forme adimensionnelle :

$$\rho_p c_{pp} \left[\ell_i \bar{r}^2 \frac{\partial T}{\partial t_{nd}} - \ell_i \frac{\partial \bar{r}}{\partial t} \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right] = \frac{\partial}{\partial r} \left[\kappa \frac{\bar{r}}{\ell_i} \frac{\partial T}{\partial \bar{r}} \right] \quad (\text{Eq 2.65})$$

La Figure II-12 illustre l'organigramme de l'algorithme élaboré et la succession des différentes étapes dans le calcul des transferts plasma-particule.

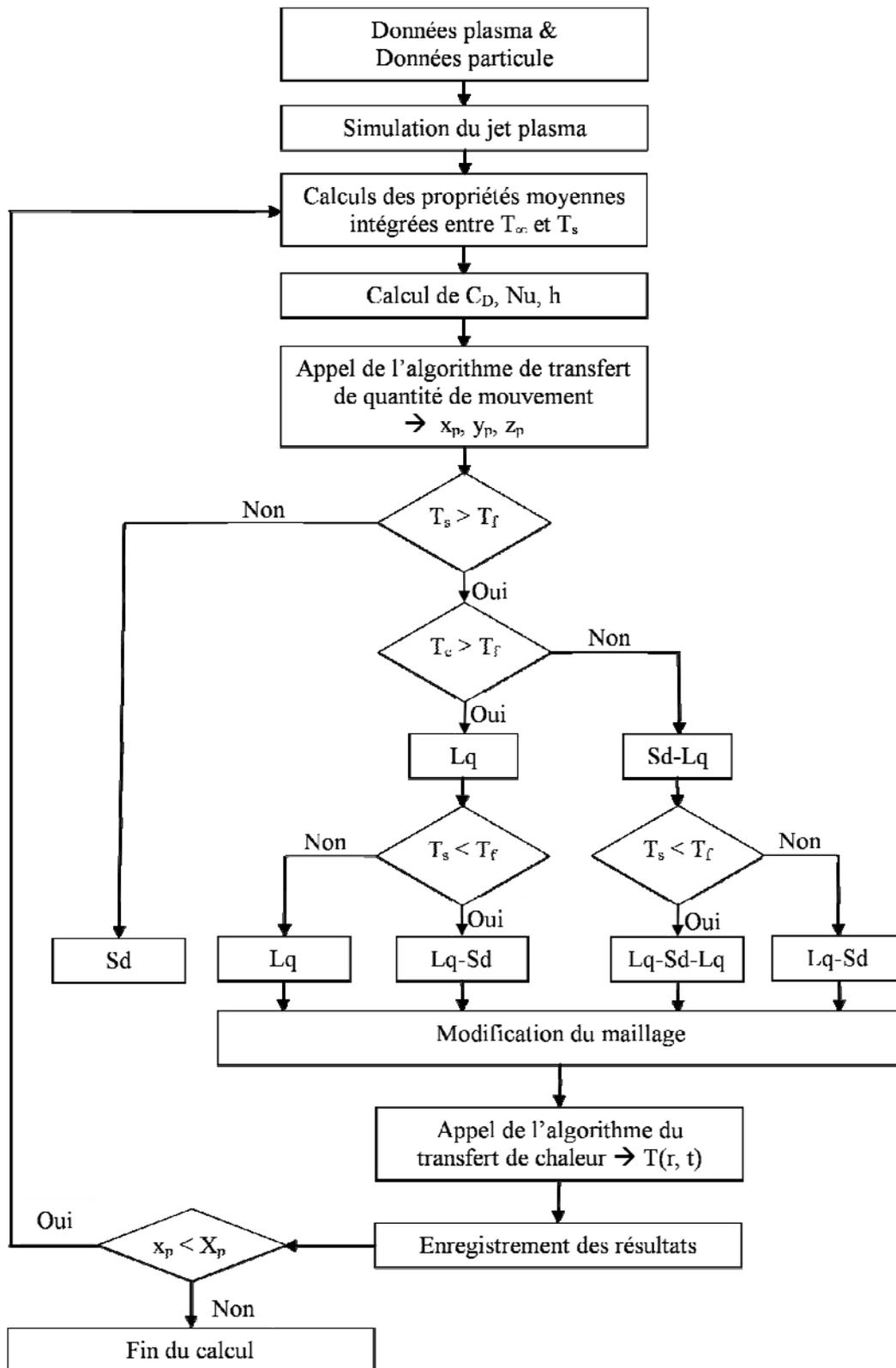


Figure II-12: Algorithme de calcul du traitement dynamique et thermique d'une particule sous conditions plasma [47]

II.4. Résultats préliminaires

Sur la Figure II-13 sont comparées les températures, calculées avec le modèle développé (thermiquement épais) à la surface et au centre, à celle calculée par le modèle thermiquement mince, d'une particule de zircone de $30\ \mu\text{m}$ de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25% vol. à un débit de $60\ \text{L}\cdot\text{min}^{-1}$ ($1,25\ \text{g}\cdot\text{s}^{-1}$). Le modèle développé (thermiquement épais) montre un gradient température important entre la surface et le centre de la particule. En effet, quand la fusion commence à la surface, la température au centre est encore voisine de la température ambiante et à une position axiale de 5 mm ce gradient de température atteint 2070 K. Le modèle thermiquement mince donne une température qui semble être la moyenne des température à la surface et au centre de la particule jusqu'à la position axiale $x = 30\ \text{mm}$, cette température devient supérieure à celle prédite par le modèle thermiquement épais développé, ceci est dû à la différence du traitement de l'évaporation. Concernant les temps de calcul, sur un processeur Intel Pentium® M 725 de 525 MBytes de RAM, le modèle thermiquement mince met un temps de calcul de l'ordre de 2 secondes, alors que le modèle thermiquement épais répond après un temps de l'ordre de 10 secondes. A titre comparatif, la méthode enthalpique de deuxième ordre coûte un temps de calcul de l'ordre de une heure [21].

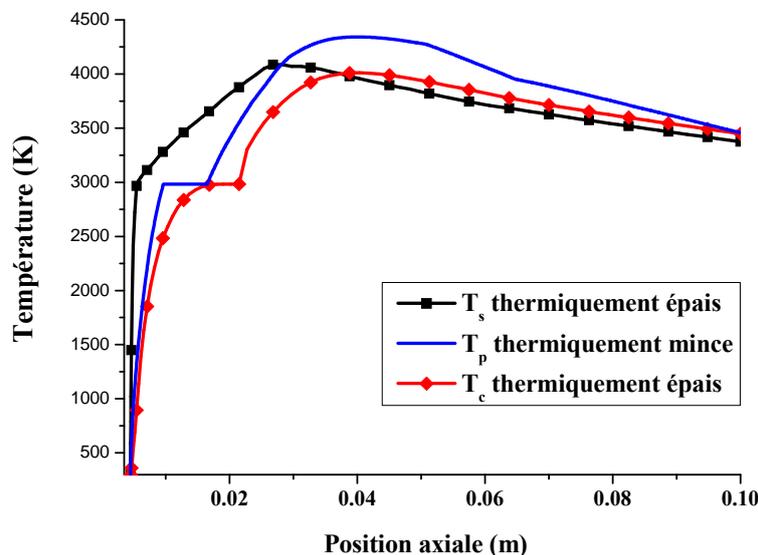


Figure II-13 : Température d'une particule de zircone de $30\ \mu\text{m}$ de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25% vol. $60\ \text{L}\cdot\text{min}^{-1}$, calculé avec les modèles thermiquement mince et thermiquement épais

La Figure II-14 compare les trajectoires calculées avec les modèles thermiquement mince et thermiquement épais. La différence au niveau du calcul de l'évaporation entre les

deux modèles se traduit sur les trajectoires calculées. Le modèle développé, qui prend compte de la conduction interne à la particule, prédit une évaporation légèrement moindre et par conséquent une trajectoire moins déviée.

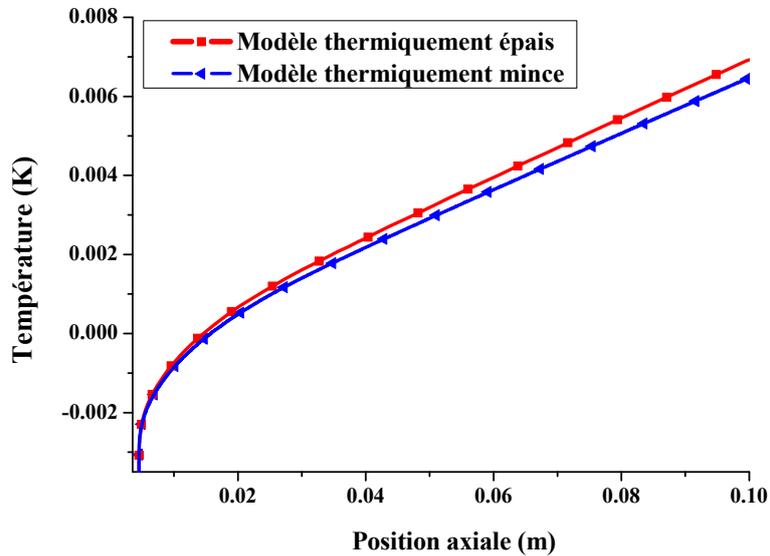


Figure II-14 : Comparaison des trajectoires d'une particule de zircon de 30 µm de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25% vol. 60 L.min⁻¹, calculé avec les modèles thermiquement mince et thermiquement épais

L'évolution du front de fusion, calculé avec le modèle thermiquement épais, dans la particule de zircon est présenté sur la Figure II-15. La zircon n'est pas un matériau très volatil et la particule ne perd que 6,3 % de son diamètre initial et donc 17% de son volume.

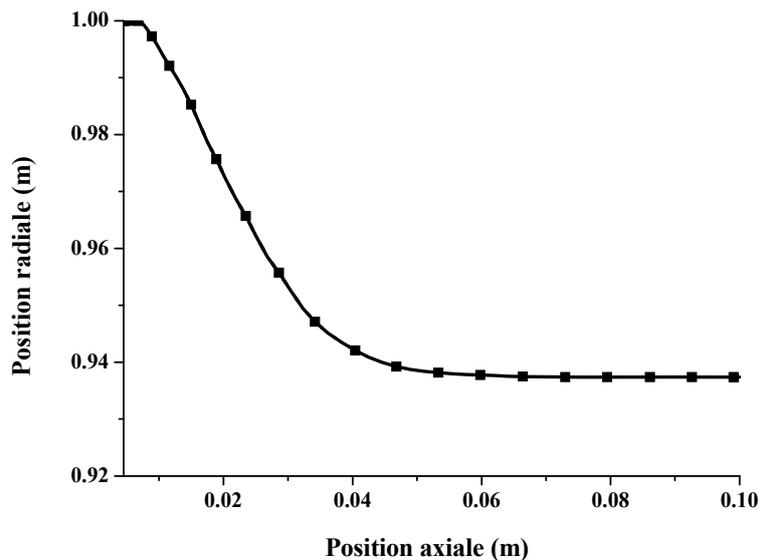


Figure II-15 : Evolution du front de fusion dans une particule de zircon de 30 µm de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25% vol. 60 L.min⁻¹, calculé avec le modèle thermiquement épais

II.5. Conclusions

Dans ce chapitre le logiciel « Jet&Poudres » utilisé pour modéliser le jet plasma a été présenté. Ce modèle, fondé sur le code GenMix de Spalding, qui décrit des écoulements paraboliques bidimensionnels a été amélioré en utilisant les propriétés thermodynamiques et de transport étroitement liées à la température locale et à la composition du plasma. La modélisation des poudres et la construction des dépôts dans « Jets&Poudres » ont été ensuite expliquées.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, est détaillé le modèle développé pour étudier les transferts plasma-particule et les changements de phase susceptibles d'avoir lieu dans une particule en vol dans les conditions plasma. La conduction de la chaleur et la distribution de la température dans la sphère sont décrites par l'équation de continuité du flux d'énergie thermique, adaptée à la géométrie sphérique. Les mouvements des fronts de changement de phase sont calculés par la résolution du problème de Stefan. Pour découpler le calcul de l'évaporation de la particule du problème de la dynamique du gaz, est utilisé le résultat de J. C. Knight et le modèle de « pression en retour » (back pressure) qui donne en particulier la fraction de flux massique qui quitte la couche Knudsen en fonction du nombre de Mach. L'adaptation de ce modèle permet de suivre le front d'évaporation et la perte de masse subie par la particule au cours de son traitement. Enfin, le schéma numérique et l'adimensionnement du problème ont été détaillés.

Bibliographie du chapitre II

-
- [1] S.V. Patankar, D.B. Spalding, Heat and mass transfer in boundary layers, 2nd edition, Morgan-Grampian, London, (1970)
- [2] D. B. Spalding, GENMIX, a general computer program for two-dimensional parabolic phenomena, Pergamon Press, Oxford, (1977)
- [3] <http://www.cham.co.uk/website/new/genmix/genmix.htm>
- [4] B. Pateyron, Contribution à la réalisation et à la modélisation de réacteurs plasmas soufflés ou transférés appliqués à la métallurgie extractive et à la production de poudres ultrafines métalliques ou céramiques, Thèse de l'Université de Limoges, N° ordre 21-1987, (1987)
- [5] C. Y. Lin, S.R. Gollahalli, Theoretical modèle to predict the characteristics of a turbulent gas diffusion flame, American Society of Mechanical Engineers, Petroleum Division PD, (Pub.) ASME, New York, NY, USA, 33, p 105-110, (1991)
- [6] S.Ha, D.G. Lilley, Prediction of jets and flames in co-flowing streams, Proceedings of ASME International Computers in Engineering conference, Santa-Clara Canada, August 18-22 1991, (Ed.) Gopal Gupta, Terry E. Shoup, (Pub.) American Society of Mechanical Engineers, New York, USA, p 555-564, (1991)
- [7] G. Hulme, M.A. Elhadidy, Effect on walls of temperature fluctuations within liquid metal flow, Proceedings of the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers, (Ed.) and (Pub.) SPIE / International Society for Optical Engineering, Bellingham, WA 98227, USA, p 11, (1980)
- [8] K. Srinivasan, D. B. Spalding, The stream function coordinate system for solution of one-dimensional unsteady compressible flow problems, Applied Mathematical Modelling, 10 (4), p 278-283 (1986)
- [9] G. Delluc, H. Ageorges, B. Pateyron, P. Fauchais, Fast modeling of plasma jet and particle behaviours in spray conditions, High Temperature Material Processes 9 (2), p 211-226, (2005)
- [10] G. Delluc, G. Mariaux, A. Vardelle, B. Pateyron, P. Fauchais, A numerical tool for plasma spraying. Part I: modelling of plasma jet and particle behaviour, 16th International Symposium on Plasma Chemistry, ISPC16, Taormina (Italie), 22-27, Juin
-

- 2003, (Ed.) R. D'Agostino, P. Favia, F. Fracassi, Univ. of Bari, CD-Rom, 6 pages, (2003)
- [11] B. Pateyron and G. Delluc, Logiciel TT Winner, ADEP Banque de données de l'Université de Limoges et du CNRS. (Ed.) Direction des bibliothèques, des Musées et de l'Information Scientifique et technique, France (1986), disponible sur le site <http://www.ttwinner.free.fr>
- [12] B. Pateyron, G. Delluc, N. Calvé, T&TWinner, la chimie et les propriétés de transport en ligne, dans l'intervalle de 300 K à 20 000 K, Mécanique & Industries 6, p 651–654, (2006)
- [13] G. Delluc, L. Perrin, H. Ageorges, P. Fauchais, B. Pateyron, A numerical tool for plasma spraying. Part II: Model of statistic distribution of alumina multi particle powder, 16th International Symposium on Plasma Chemistry, ISPC16, Taormina (Italie), 22-27, Juin 2003, (Ed.) R. D'Agostino, P. Favia, F. Fracassi, Univ. of Bari, CD-Rom, 6 pages
- [14] L. Perrin, Exploitation d'un modèle dynamique d'échanges thermiques entre des particules de différents matériaux et un jet de projection plasma en écoulement, Stage de Maîtrise de Physique et Applications, Université Paul Sabatier, Toulouse, (2002)
- [15] J. Madejski, Solidification of droplets on a cold surface, International Journal of Heat and Mass Transfer, 19, p 1009-1013, (1976)
- [16] J. D. Mattei, O. Simonin, Logiciel ESTET, Manuel théorique de la version 3.1-Tome 1. Modélisations physiques, Rapport EDF N° HE 44/92.38B, EDF-LNH, 6 quai Watier, 78400 Chatou (1992)
- [17] J. W. McKelliget, G. Trapaga, E.Gutierrez-Miravete, M. Cybulski, An integrated mathematical model of the plasma spraying process, Thermal Spray Meeting: the challenges of the 21st century, (Ed.) C. Coddet, ASM International USA, p 335-340, (1998)
- [18] H.S. Carslaw, J.C. Jaeger, Conduction of Heat in Solids, Oxford University Press, (1959)
- [19] F.P. Incropera, D.P. Dewitt, Fundamentals of Heat Transfer, Fifth Edition, J. Wiley and sons, New York, USA, (2002)
- [20] E. Bourdin, P. Fauchais, M. I. Boulos, Transient heat conduction under plasma condition, Int. J. Heat and Mass Transfer, 26 (4), p 567-582, (1983)
- [21] M. Bouneder, M. El Ganaoui, B. Pateyron, B. Fauchais, Thermal modelling of composite iron/alumina particles sprayed under plasma conditions. Part I: Pure conduction, High Temperature Material Processes, 7 (4), p 547-558, (2003)
-

- [22] Y. P. Wan, V. Prasad, G.- X. Wang, S. Sampath, J.R. Fincke, Model and powder particle heating, melting, resolidification, and evaporation in plasma spraying Processes, *J. Heat Transfer ASME*, 121, p 691-699, (1999)
- [23] Chen, X., Heat and Momentum Transfer between Thermal Plasma and Suspended Particles for different Knudsen Numbers, *Thin Solid Films*, 345, p140-145, (1999)
- [24] Chen, X., Chyou, Y.P., Lee, Y.C. and Pfender, E., Heat Transfer to a Particle under plasma conditions with vapor contamination from the particle, *Plasma Chem. Plasma Process.*, 5, p119-141, (1985)
- [25] M. N. Ozisik, *Heat Transfer*, 2ème Edition, New York: Wiley-Interscience Publication, (1993)
- [26] V. R. Voller, M. Cross, Accurate solutions of moving boundary problems using an enthalpy method, *Int J. Heat Mass Transfer*, 24, p 545-556, (1981)
- [27] H. Carslaw, J. Jaeger, *Conduction of heat in solids*, (Ed.) Oxford : Clarendon Press, (1959)
- [28] K. El Omari, Etude de la convection autour d'un nodule sphérique contenant un matériau à changement de phase au cours de sa cristallisation, Thèse de l'université de Pau et des Pays de l'Adour, (2001)
- [29] C. J. Knight, Theoretical modelling of rapid surface vaporization with back pressure, *AIAA journal*, 17 (5), p 519-523, (1979)
- [30] S.I. Anisimov, Vaporization of metal absorbing laser radiation, *Soviet Physics, JETP*, 27 (1), (1968)
- [31] S.I. Anisimov, A.K. Rakhmatulina, The dynamics of the expansion of a vapor when evaporated into a vacuum, *Soviet Physics JETP*, 37 (3), (1973)
- [32] B.Y. Moizhes, V.A. Nemchinskii, Formation of a jet during vaporization in vacuum, *Sov, Phys. Tech. Phys.* 27 (4), (1982)
- [33] C.L. Chan, J. Mazumder, One-dimensional steady-state model for damage by vaporization and liquid expulsion due to laser-material interaction, *J. Appl. Phys.*, 62(11), p 4579-4586, (1987)
- [34] A. A. Samokhin, First-order phase transitions induced by laser radiation in absorbing condensed matter, *Proceedings of the Institute of General Physics*, 13: Effect of laser radiation on absorbing condensed matter, (Ed.) P.P. Pashinin, (pub.) Nova Science Publishers Inc, USA, p 1-161, (1990)

- [35] H. Duval, Contribution à l'utilisation de méthodes particulières en métallurgie de l'évaporation sous vide. Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, (1998)
- [36] M. Von Allmen, Laser drilling in metals, *Journal of Applied Physics*, 47 (12), (1976)
- [37] V. I. Igoshin, V. I. Kurochkin, Laser evaporation of metals in a gaseous atmosphere, *Sov. J. Quantum Electron*, 14(8), (1984)
- [38] M. Aden, E. Beyer, G. Herziger, Laser-induced vaporisation of metal as a Riemann Problem, *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 23, p 655-661, (1990)
- [39] A. D. Zweig, A thermo-mechanical model for laser ablation, *J. Appl. Phys.* 70(3), p 1684-1691, (1991)
- [40] J. W. Rose, Condensation heat transfer, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 35, p 479-485, (1999)
- [41] J. W. Rose, Accurate approximate equations for intensive sub-sonic evaporation, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 43, p 3869-3875, (2000)
- [42] S. I. Anisimov, V.A. Khokhlov, *Instabilities in laser-matter interaction*, CRC Press, (1995)
- [43] M. Knudsen, Maximal velocity of evaporation of mercury, *Ann. der Physik, Leipzig*, 47, p 697-708, (1915)
- [44] F. Williams, On vaporization of mists by radiation, *International Journal of Heat and Mass Transfer* 8, p 575-587, (1965)
- [45] H. Leipmann, A. Roshko, *Elements of gas dynamics*, Wiley, New York, Chapter I, (1967)
- [46] R. L. Backer, Kinetically controlled vaporization of a polyatomic gas, *AIAA journal*, 29 (3), p 471-473, (1991)
- [47] S. Russ, E. Pfender, Effect of gas entrainment on particle heating in a turbulent plasma jet, *HTD, Heat Transfer in Thermal plasma Processing*, 161, p 151-154, (1991)
- [48] Y.C. Lee, C. Hsu, E. Pfender, Modelling of particle Injection into a D.C plasma jet 5th International Symposium on plasma Chemistry , Edinburgh, Scotland, Vol. 2, p 795, (1981)
- [49] X. Chen, Heat and Momentum Transfer between Thermal Plasma and Suspended Particles for different Knudsen Numbers, *Thin Solid Films*, 345, p 140-145. (1999)

- [50] S. Dyshlovenko, L. Pawlowski, B. Pateyron, I. Smurov, J.H. Harding, modelling of plasma particle interactions and coating growth for plasma spraying of hydroxyapatite, *Surface & Coatings Technology*, 200, p 3757 – 3769, (2006)

III. Modèle de dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur

III.1. Introduction

L'étude bibliographique du chapitre I montre l'importance de la dispersion des particules de poudre à la sortie de l'injecteur et révèle son effet sur les histoires dynamique et thermique des particules dans le jet plasma. Pourtant, peu d'attention a été portée à cette dispersion et à ses conséquences sur le traitement de la poudre. Dans ce chapitre est présentée une étude qualitative de l'effet de chaque paramètre de dispersion de la poudre sur la trajectoire et la température de la particule en vol et sur la construction du dépôt. Un modèle de transport de particules individuelles par un gaz porteur dans l'injecteur d'une torche plasma est ensuite développé. Ce modèle prend en compte les collisions paroi-particule et particule-particule. Il permet d'associer à chaque particule de diamètre d_p et de masse m_p qui arrive à la sortie de l'injecteur une amplitude du vecteur vitesse, un angle δ du vecteur vitesse et de l'axe de l'injecteur, un angle azimut Φ . Ces paramètres, rappelons-le, caractérisent la dispersion des particules.

III.2. Influence de la dispersion de la poudre sur le processus de projection plasma

Dans la suite du travail, un jet de plasma qui correspond à des conditions de tir utilisées dans l'industrie comme dans les laboratoires pour la projection des poudres céramiques est choisi comme référence. Ces conditions de projection sont résumées dans le Tableau III-1 et la cartographie de température est présentée sur la Figure III-1.

Tableau III-1 : Conditions opératoires du jet plasma de référence Ar-H₂ 25%

Gaz plasma	H2-Ar 75% vol
Diamètre interne de la tuyère	7 mm
Débit du gaz	60 L.min ⁻¹ (1,25 g.s ⁻¹)
Distance de projection	100 mm
Gaz ambiant	Air
Puissance électrique	32 kW
Rendement thermique de la torche	57 %
Puissance dissipée dans le gaz	18240 W
Position axiale de l'injecteur	4,5 mm
Position radiale de l'injecteur	- 8 mm

La cartographie de température permet de distinguer trois régions différentes dans le jet plasma :

- Première région : le cœur du jet plasma ou dard plasma, c'est la zone la plus chaude qui s'étend sur environ 15 mm après la sortie de la tuyère et dans laquelle l'air ambiant n'a pas encore pénétré.
- Deuxième région : il s'agit d'une zone de transition vers la zone de turbulence caractérisée par la décroissance rapide en température du fait de la pénétration de l'air ambiant dans le jet.
- Troisième région : la température continue de décroître au fur et à mesure que le gaz plasma se mélange avec l'air ambiant.

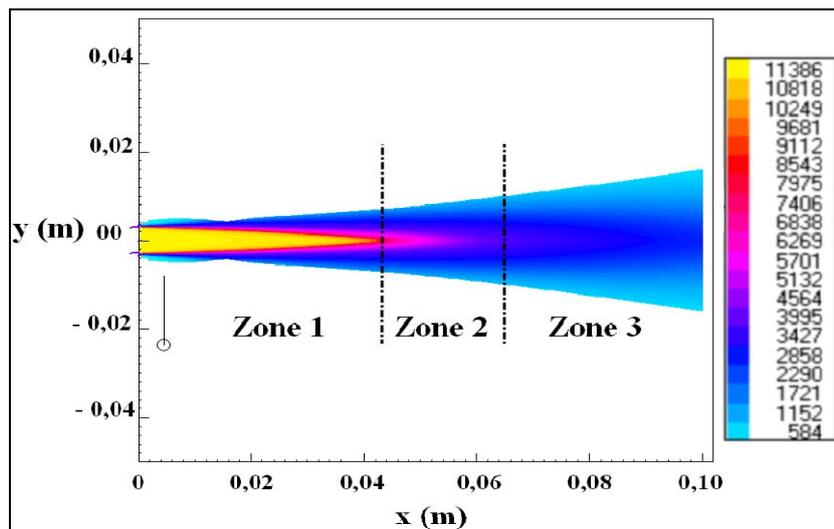


Figure III-1 Champs de température du jet plasma Ar-H₂ 25% vol

Il est proposé de mettre en évidence l'effet de chaque paramètre de la dispersion de la poudre sur le traitement d'une particule isolée immergée dans le jet de référence et sur la réalisation d'un dépôt à partir de la projection d'une population considérée de particules.

Dans le cas d'une particule isolée, une particule de zircone, de 25 μm de diamètre, est injectée dans le jet plasma de référence et les influences des paramètres de la dispersion sur l'histoire dynamique et thermique de la particule de zircone sont étudiées, une par une. Les propriétés de la zircone, considérées comme indépendantes de la température, sont présentées dans le Tableau III-2. L'ensemble des calculs réalisés est résumé dans le Tableau III-3, ou le paramètre étudié et variable est en gras.

Tableau III-2 : Propriétés thermiques de la zircone

κ_s (W.m.K ⁻¹)	1,66
κ_l (W.m.K ⁻¹)	5
$c_{p,s}$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	604
$c_{p,l}$ (J.kg ⁻¹ .K ⁻¹)	1378
ρ_s (kg.m ⁻³)	5608
ρ_l (kg.m ⁻³)	5608
T_m (K)	2983
T_{cb} (K)	4700
L_{sl} (J.kg)	707 10 ³
L_{lv} (J.kg)	9 10 ⁶

Tableau III-3: Sommaire des simulations effectuées pour l'étude des paramètres d'injection sur une particule isolée

Paramètre étudié	Angle δ	vitesse v	masse
	$\delta = -20 ; 0 ; 20$ $\Phi = 0$ $d_p = 25\mu\text{m}$ $v = 41,5$	$\delta = 0$ $\Phi = 0^\circ$ $v = 30 ; 41,5 ; 50$ $d_p = 25$	$\delta = 0$ $\Phi = 0$ $v = 41,5$ $d_p = 20 ; 25 ; 30$

Un cas de référence est considéré pour la construction du dépôt. Il s'agit de la projection d'une population de 10000 particules de zircone +10,-45 μm et dont la dispersion à la sortie de l'injecteur de l'angle δ et de la vitesse suivent des lois gaussiennes dans les intervalles respectifs [-20°, 20°] et [10 m.s⁻¹, 40 m.s⁻¹]. Le nuage de points d'impact sur le substrat et la cartographie du dépôt sont présentés sur la Figure III-2. Le dépôt obtenu présente une symétrie horizontale et un profil longitudinal de type gaussien.

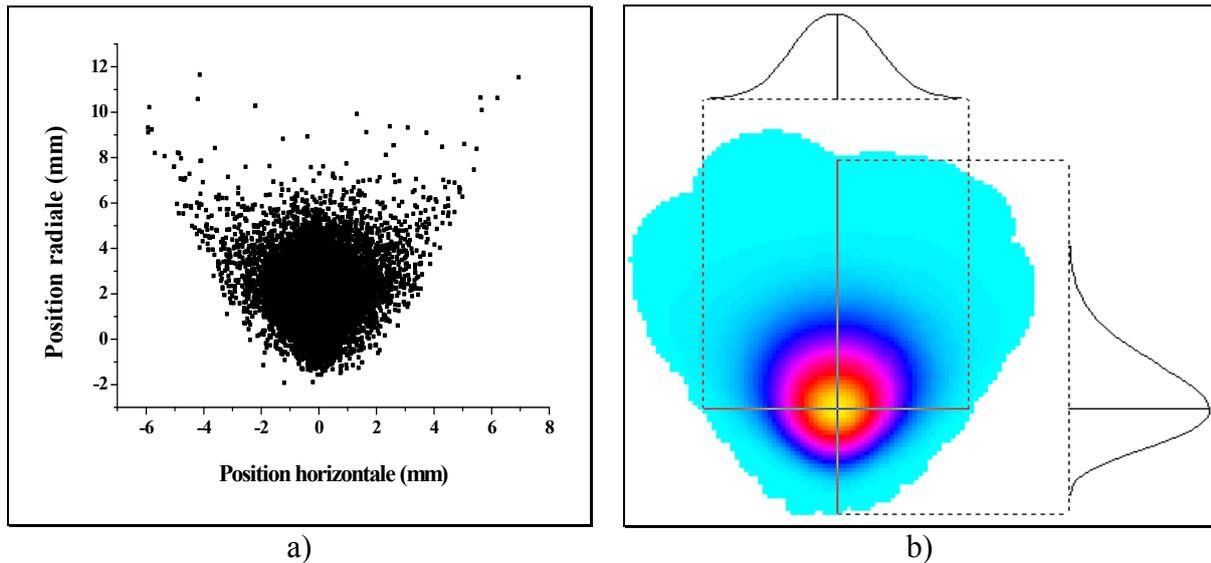


Figure III-2 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur du cas de référence (simulation S0)

Pour étudier l'influence de chaque paramètre de dispersion, une série de simulations (de S0 à S6, deux par paramètres) est réalisée et, dans chacune, seul le paramètre étudié est modifié par rapport au cas de référence, son domaine de variation est transformé selon une homothétie. Cette transformation associée au paramètre considéré un domaine de variation étroit de haute ou faible valeur. L'ensemble des simulations est résumé dans le tableau III-4. Ces simulations sont effectuées supposant que la torche et le substrat sont fixes. L'intervalle modifié est marqué en gras dans le Tableau III-4

Tableau III-4 : Sommaire des simulations effectuées pour étudier l'effet des paramètres d'injections sur la construction du dépôt

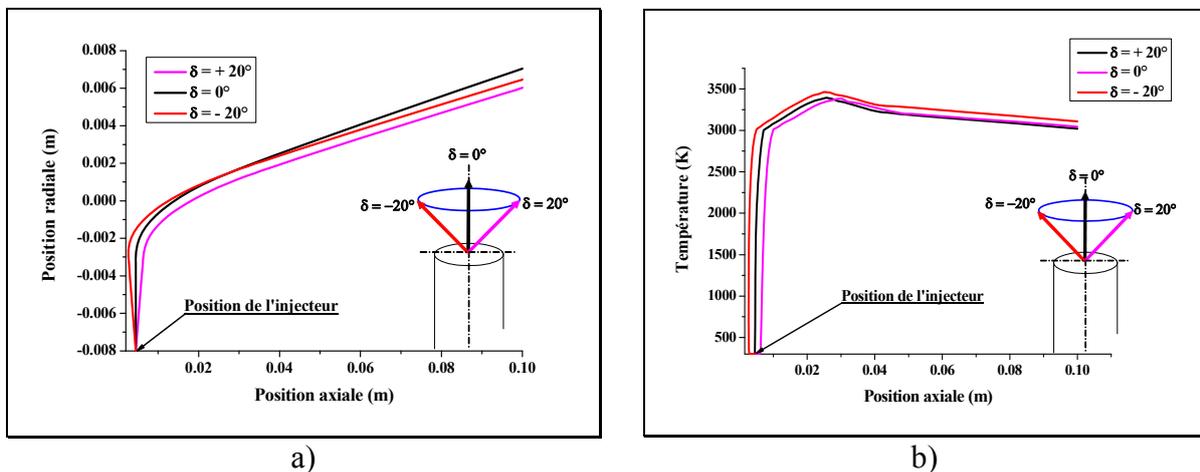
Variable	Paramètre étudié	Angle δ		Vitesse v		Masse	
	Référence S0	S 1	S 2	S 3	S 4	S 5	S 6
δ ($^\circ$)	[-20 ; 20]	[-5 ; 5]	[-10 ; 10]	Réf	Réf	Réf	Réf
v ($m.s^{-1}$)	[10 ; 40]	Réf	Réf	[10 ; 20]	[30 ; 40]	Réf	Réf
d_p (μm)	[10 ; 45]	Réf	Réf	Réf	Réf	[10 ; 20]	[35 ; 45]

* Réf : identique à la simulation de référence

III.2.1. Influence de l'angle δ

III.2.1.1 Sur le traitement d'une particule isolée

La Figure III-3 illustre les trajectoires et la température de la surface (modèle thermiquement épais) de trois particules de zircone injectées avec les mêmes paramètres d'injection, en dehors de l'angle δ qui prend des valeurs respectives de -20° , 0° et $+20^\circ$. Les particules suivent des trajectoires différentes et la déviation par rapport à l'axe du jet apparaît à des positions radiales pratiquement égales ($y_p \approx -3 \text{ mm}$) mais à des positions axiales différentes. La particule injectée à contre-courant passe plus de temps dans le jet et notamment dans le dard qui est la zone la plus chaude du jet. Par conséquent, elle atteint plus rapidement le point de fusion et acquiert une température supérieure à celles des deux autres.



III.2.1.2 Sur la construction du dépôt

Considérons la simulation S1, qui diffère de la simulation de référence S0 par la distribution de l'angle δ dans l'intervalle $[-10, 10]$. La Figure III-4 montre que la restriction du domaine de variation de l'angle de dispersion δ influe principalement sur la largeur de la tache d'impact qui passe de 12 mm à 4 mm. Le dépôt réalisé est longitudinal puisque sa longueur est 2 fois plus grande que sa largeur. Nous notons que la partie centrale du nuage de points demeure la zone la plus dense.

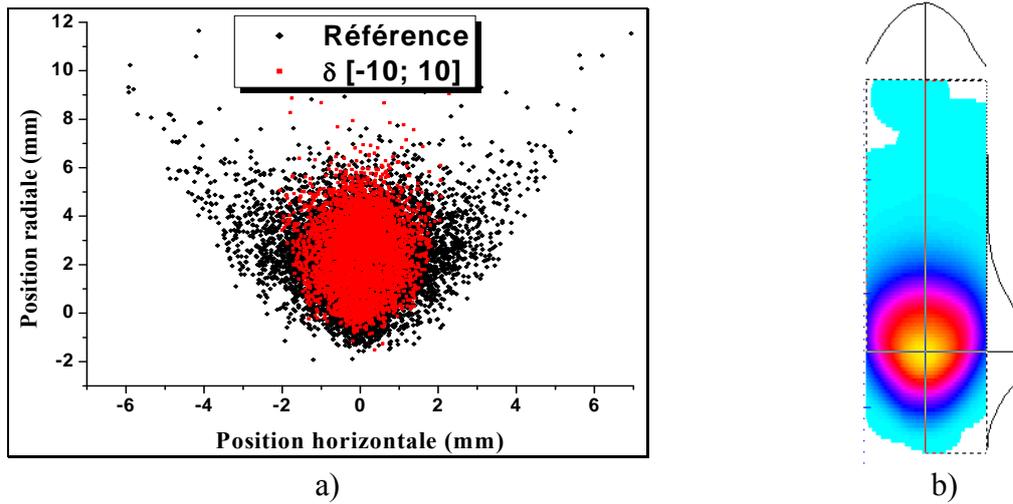


Figure III-4 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur avec une dispersion de l'angle δ dans l'intervalle $[-10 ; 10]$ (simulation S1)

Sur la Figure III-5 sont présentés les résultats de la simulation S2, où l'angle δ varie dans un intervalle encore plus étroit s'étendant de -5 à 5° . Le constat est le même que précédemment et le dépôt simulé est plus mince puisque sa largeur ne dépasse pas les 2 mm. Le dépôt reste symétrique par rapport à la verticale (position horizontale = 0).

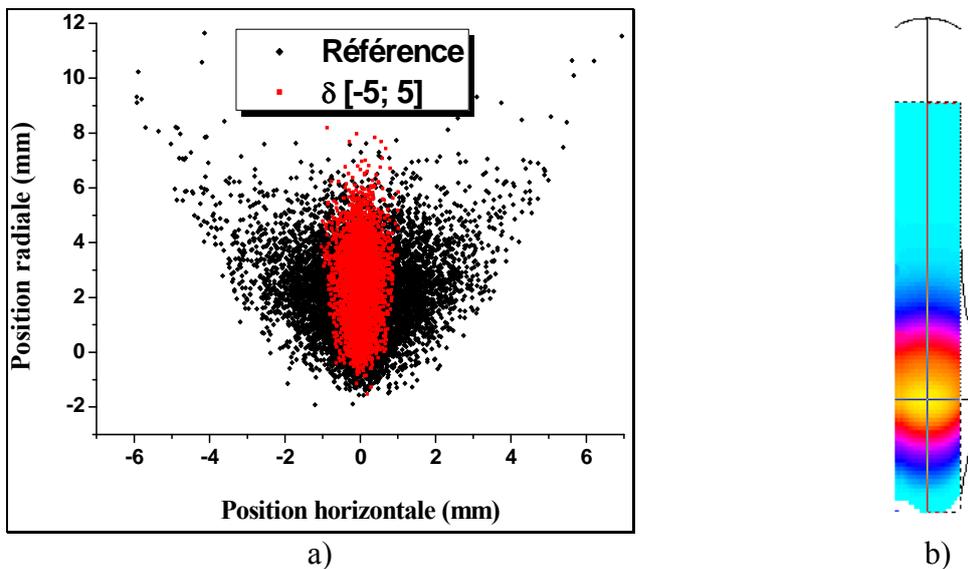


Figure III-5 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S2

III.2.2. Influence de la vitesse d'injection

III.2.2.1 Sur le traitement d'une particule isolée

Sur la Figure III-6 sont étudiées la trajectoire et la température d'une particule de zircon de $25\ \mu\text{m}$ de diamètre dans le jet plasma de référence, en fonction de la vitesse d'injection. Une aggravation de la déviation de la trajectoire par rapport à l'axe du jet quand la vitesse de la particule augmente. Une vitesse de $41,5\ \text{m.s}^{-1}$ assure à la particule une trajectoire optimale qui fait un angle de 4° avec l'axe du jet, alors que pour une vitesse plus grande, $50\ \text{m.s}^{-1}$ entraîne la particule dans les zones les moins chaudes et les moins rapides du jet. Cela se traduit par une différence de température à l'impact de $350\ \text{K}$, par rapport à la particule injectée avec une vitesse de $30\ \text{m.s}^{-1}$ et ayant une trajectoire quasi axiale et qui par conséquent est traitée dans les zones les plus chaudes du jet.

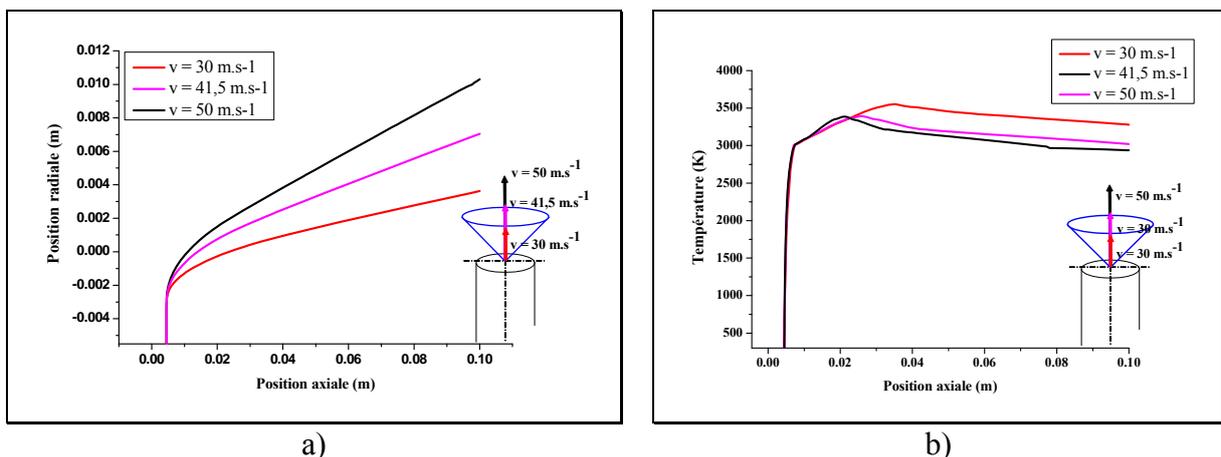


Figure III-6 : a) Trajectoires et b) Températures à la surface d'un particule de zircon ($d_p = 25\ \mu\text{m}$) injectée avec différentes vitesses et avec $\Phi = 0^\circ$ et $\delta = 20^\circ$

III.2.2.2 Sur la construction du dépôt

La Figure III-7 illustre les résultats de la simulation S3, où les particules sont injectées avec une faible vitesse ne dépassant pas les $20\ \text{m.s}^{-1}$. La dimension longitudinale du dépôt est divisée par un facteur deux. Le nuage des points d'impact est fortement concentré en son centre avec deux cornes formées par les particules qui passent par la périphérie du jet et subissent ainsi une déviation plus importante par rapport à l'axe du jet. La faible vitesse d'injection fait passer la majorité des particules sous l'axe du jet.

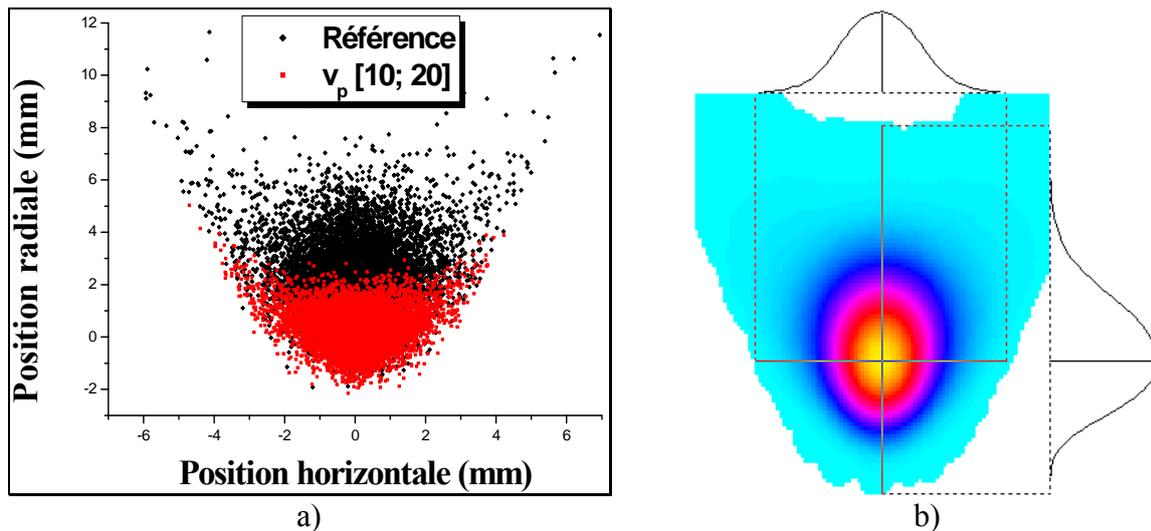


Figure III-7 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S3

Quand des vitesses d'injection plus importantes sont associées aux particules, c'est le cas dans la simulation S4 présenté sur la Figure III-8, le nuage des points d'impact est déplacé vers le haut d'environ 4 mm. Toutes les particules traversent le cœur du jet pour se déposer à des positions radiales positives, c'est-à-dire au moins 3 mm au dessus de l'axe de la torche. Le dépôt simulé présente une tache plus large que dans le cas de référence. En effet, les vitesses d'injection importantes permettent aux particules, notamment celles injectées dans la périphérie du jet, d'atteindre des positions horizontales et radiales importantes (respectivement 8 mm et 14 mm).

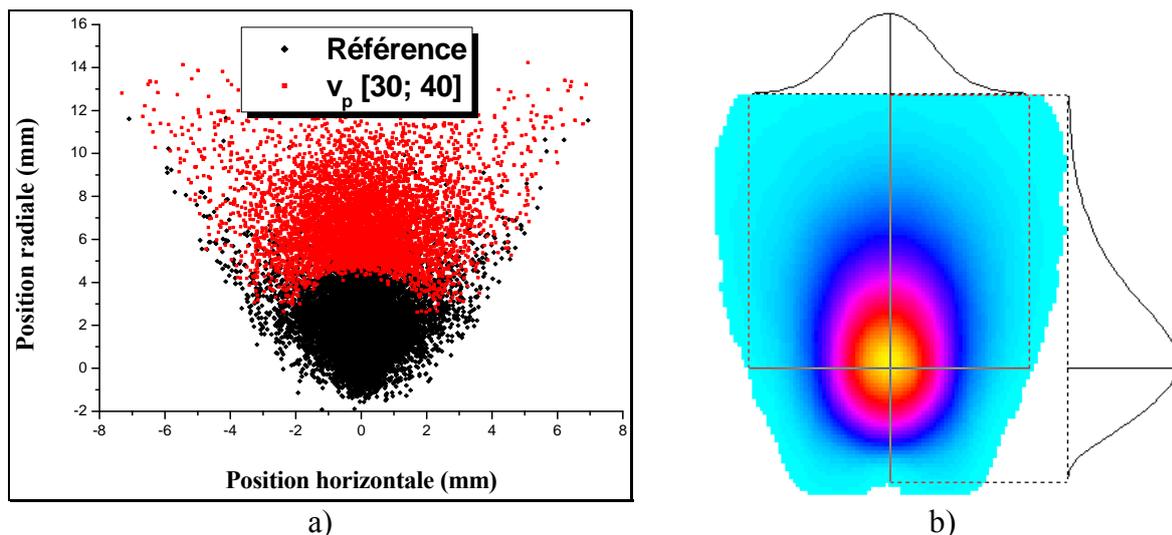


Figure III-8 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S4

III.2.3. Influence de la masse de la particule

III.2.3.1 Sur le traitement d'une particule isolée

Afin de mettre en évidence l'effet de la taille de la particule sur son histoire thermique et dynamique dans le jet, nous étudions le traitement de trois particules de zircone de 20, 25 et 30 μm de diamètre et dont les trajectoires et la température à la surface sont présentées sur la Figure III-9. Les trois particules sont injectées à la même vitesse, $v = 41,5 \text{ m.s}^{-1}$, qui procure à la particule de 25 μm une trajectoire idéale faisant un angle de 4° avec l'axe de jet, c'est-à-dire un décalage du point d'impact de 7 mm au dessus de l'axe du jet. Les trois particules atteignent la température de fusion à la même position axiale, mais après leurs traitements sont très différents. La particule qui a le diamètre le plus faible ne reste pas loin de l'axe du jet et des zones les plus chaudes du jet, à son impact sa température à la surface est de 430 K au dessus de la température de fusion (2983 K), soit une température de 3410 K. La plus grosse particule ($d_p = 30 \mu\text{m}$) traverse le jet et passe à sa périphérie, ce qui explique la chute importante de sa température de surface. Après la fusion, elle atteint le substrat avec une surface solidifiée car sa température repasse au dessous de la température de fusion d'environ 55 K.

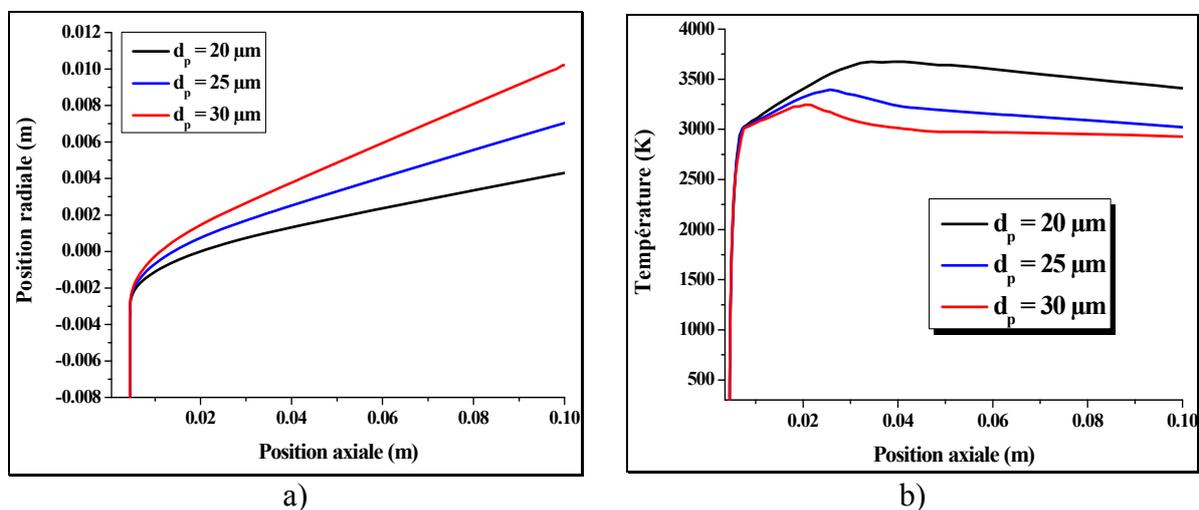


Figure III-9 : a) Trajectoires et b) Températures de la surface de particules de zircone de différentes tailles injectées avec $\Phi = 0^\circ$, $\delta = 20^\circ$ et $v = 41,5 \text{ ms}^{-1}$

III.2.3.2 Sur la construction du dépôt

La simulation S5 se distingue de la simulation de référence par des taille réduites des particules comprises entre 10 et 20 μm . Les résultats de cette simulation, illustrés sur la

Figure III-10 montrent que les particules de petite taille, donc de faible masse, arrivent dans le jet avec un faible moment cinétique et sont déviées avant d'atteindre l'axe du jet pour avoir à 87 % des positions radiales négatives sur le substrat. Les particules injectées dans la périphérie du jet sont plus déviées par rapport à l'axe du jet mais sans pour autant atteindre des positions horizontales et radiales sur le substrat comparables à celles enregistrées dans la simulation de référence S0 (respectivement $y_{\max} \approx 7\text{mm}$ et $z_{\max} \approx 13\text{mm}$).

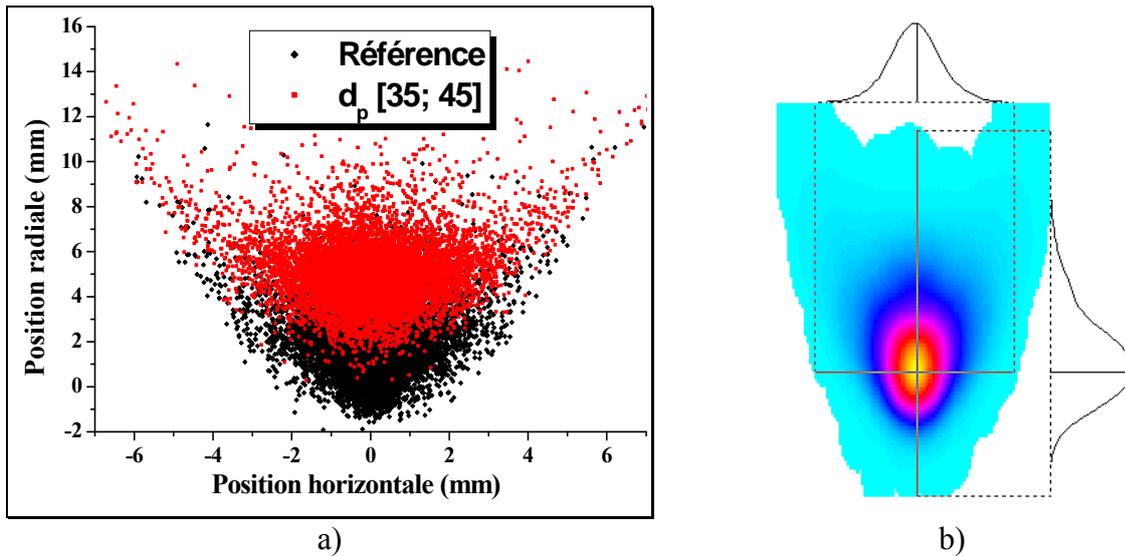


Figure III-10 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S5

La dernière simulation de la série S6, dont le nuage de points d'impact et la cartographie d'iso-épaisseur sont présentés sur la Figure III-11, correspond à une distribution serrée de taille de particules, c'est-à-dire comprise entre 35 et 45 μm . Les trajectoires de particules présentent des déviations plus importantes que celles modélisées dans la précédente simulation. En effet, 100 % des particules ont une position horizontale à l'impact au dessus de l'axe du jet. La forme du nuage de points d'impact est semblable à celle de la simulation précédente mais translaturée vers le haut du substrat étant donné que les particules de plus grande masse pénètrent mieux dans le jet et par conséquent sont déviées de façon plus importante. Relativement à la simulation précédente, S5, le dépôt simulé s'étend sur une surface plus importante, conséquence de moments cinétiques plus importants qui permettent aux particules une meilleure pénétration dans le jet et des déviations plus importantes.

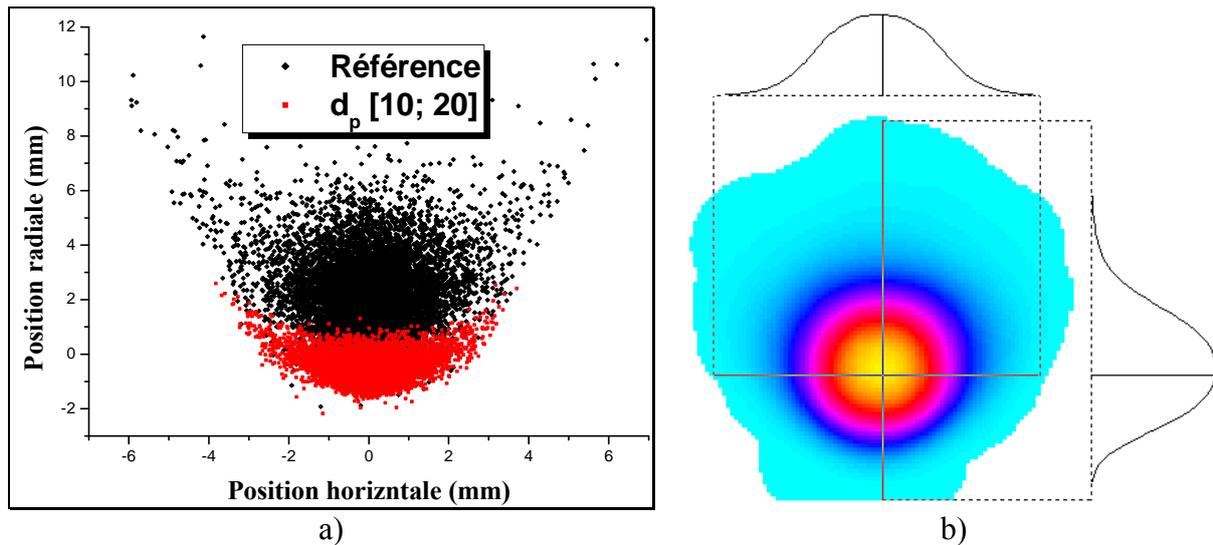


Figure III-11 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur dans la simulation S6

III.3. Modèle de transport de la poudre dans l'injecteur et évaluation de sa dispersion

Afin d'étudier la dispersion des particules à la sortie de l'injecteur, les trajectoires des particules de poudres dans celui-ci sont simulées en tenant compte des collisions particule-particule et particule-parois.

III.3.1. Calcul du profil radial de vitesse du gaz porteur

Dans un premier temps, le débit de poudre est considéré comme suffisamment faible pour ne pas modifier le champ d'écoulement du gaz porteur. Ce régime d'écoulement est évalué par le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\rho_g v_g D_i}{\mu_g} \tag{Eq 3.1}$$

Si $Re < 2100$, par simplification, il est considéré que l'écoulement est laminaire et le profil de vitesse radiale est donné par :

$$v(r) = V \cdot \left(1 - \frac{r^2}{R^2}\right) \tag{Eq 3.2}$$

Si $Re > 2100$, l'écoulement est turbulent, ce qui est généralement le cas des injecteurs utilisés en projection plasma (diamètre intérieur entre 1,5 et 2 mm). Pour calculer le profil de vitesse turbulente, la loi d'auto-similitude pour écoulement turbulent en chenal (conduite) à paroi lisse [1] est utilisée. Cette loi est fondée sur la loi log-traînée modifiée pour l'écoulement turbulent en conduite à paroi lisse [2], elle donne le profil de vitesse radiale de l'axe du tube jusqu'aux parois.

Le coefficient de frottement est donné par :

$$f = \frac{0.3164}{Re^{1/4}} \left(1 + \frac{Re}{4.31 \cdot 10^5} \right)^{1/8} \quad (\text{Eq 3.3})$$

Le facteur de friction τ_w est un paramètre essentiel de la simulation numérique, défini par :

$$\tau_w = \frac{f}{8} \rho V^2 \quad (\text{Eq 3.4})$$

avec ρ est la masse volumique du gaz porteur et V sa vitesse moyenne.

La vitesse de cisaillement, dans ces conditions, s'écrit comme suit :

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (\text{Eq 3.5})$$

Ce qui permet de définir u^+ , vitesse adimensionnelle, par :

$$u^+ = \frac{u(r)}{u_*} \quad (\text{Eq 3.6})$$

Le modèle considéré construit deux nombres composés de similitude (U , Y), où Y est une combinaison de la variable intérieure y^+ et de la variable externe ξ , et U est l'effet pur des parois.

$$Y = y^+ \exp\left(-\frac{\xi^4}{4}\right) \quad (\text{Eq 3.7})$$

$$U = A \cdot \arctg\left(\frac{Y}{A}\right) + \frac{A}{3} \cdot \arctg^3\left(\frac{Y}{A}\right) + k_4 \cdot \arctg^4\left(\frac{Y}{A}\right) + \ln\left[1 + \left(\frac{Y}{C}\right)^{\frac{1}{k}}\right] \quad (\text{Eq 3.8})$$

Avec $A = 7$; $C = 107$; $k = 0,43$; $k_4 = -0,52$.

La vitesse adimensionnelle u^+ , déterminée à partir de la vitesse de cisaillement u_* s'écrit :

$$u^+ = U + 2 \cdot \sin^2\left(-\frac{\xi^4}{4}\right) \quad (\text{Eq 3.9})$$

Ainsi, la vitesse moyenne à la distance y des parois est donnée par :

$$v(r) = u_* \left(U + 2 \cdot \sin^2\left(-\frac{\xi^4}{4}\right) \right) \quad (\text{Eq 3.10})$$

III.3.2. Simulation d'une distribution granulométrique

Le fondement de cette simulation repose sur un générateur de nombres pseudo-aléatoires supposés distribués selon une loi discrète uniforme sur l'intervalle $[0, 1]$. A partir d'une valeur initiale (seed ou semence), une formule de récurrence à base de congruence (Prime Modulus Multiplicative Generator) est généralement employée, ensuite une variable pseudo-aléatoire qui suit une autre loi (binomiale, multinomiale, de Poisson, exponentielle, gamma, de Cauchy, de Gauss...) est générée selon divers procédés.

Par exemple, la méthode Box-Muller est utilisée pour la simulation d'une distribution Gaussienne. Elle transforme une distribution uniforme continue bidimensionnelle en distribution de Gauss (ou distribution normale complexe). Si x_1 et x_2 sont indépendamment et uniformément distribués entre 0 et 1, alors z_1 et z_2 comme définis ci-dessous suivent une distribution gaussienne avec une moyenne $m = 0$ et une variance $\sigma^2 = 1$.

$$z_1 = \sqrt{-2 \cdot \ln(x_1)} \cdot \cos(2 \cdot \pi \cdot x_2) \quad (\text{Eq 3.11})$$

$$z_2 = \sqrt{-2 \cdot \ln(x_1)} \cdot \sin(2 \cdot \pi \cdot x_2) \quad (\text{Eq 3.12})$$

III.3.3. Trajectoires des particules dans l'injecteur

Les particules sont distribuées uniformément, de façon homogène, sur la section d'entrée de l'injecteur, et celles présentes sur une surface élémentaire de la section sont représentatives de la granulométrie de la poudre considérée. Les vitesses sont distribuées aléatoirement avec une composante axiale (parallèle à l'axe de l'injecteur) positive (dans le sens de l'écoulement) et supérieure aux deux autres composantes.

Nous calculons l'évolution des vitesses et des positions des particules pendant leur passage dans l'injecteur. Il est supposé que :

- les particules sont sphériques ;
- leur débit est faible et ne modifie pas le profil de la vitesse radiale du gaz porteur ;
- elles peuvent entrer en collisions entre elles et avec les parois de l'injecteur ;
- elles sont soumises principalement à la force de traînée.

Dans ces conditions, l'équation de mouvement est donnée par :

$$m_p \frac{dv_p}{dt} = -C_D \cdot \pi \cdot \frac{d_p^2}{4} \rho_g \frac{|v_p - u|(v_p - u)}{2} \quad (\text{Eq 3.13})$$

L'intégration de l'équation (Eq 3.13) permet de déterminer la vitesse de la particule et sa trajectoire. Le coefficient de traînée C_D , qui mesure l'efficacité du transfert de la quantité de mouvement à une surface dans la direction de l'écoulement, est défini comme le rapport de la force de traînée qui s'exerce sur la particule par unité de surface, à l'énergie cinétique de l'écoulement. Il est déterminé à partir des corrélations suivantes :

$$C_D = C_{D0} = \frac{24}{\text{Re}} \quad \text{pour } \text{Re} \leq 0,2 \quad (\text{Eq 3.14})$$

$$C_D = C_{D0} \left(1 + \frac{3\text{Re}}{16} \right) \quad \text{pour } 0,2 \leq \text{Re} \leq 2 \quad (\text{Eq 3.15})$$

$$C_D = C_{D0} \left(1 + 0,11\text{Re}^{0,810} \right) \quad \text{pour } 2 \leq \text{Re} \leq 20 \quad (\text{Eq 3.16})$$

$$C_D = C_{D0} \left(1 + 0,189\text{Re}^{0,632} \right) \quad \text{pour } 20 \leq \text{Re} \leq 200 \quad (\text{Eq 3.17})$$

III.3.4. Traitement des collisions

III.3.4.1 Collisions particules-paroi

Une particule entre en collision avec la paroi si sa position radiale est égale au rayon de l'injecteur :

$$r_p = \sqrt{x_p^2 + y_p^2} \geq Ri \quad (\text{Eq 3.18})$$

Pour traiter ces collisions, des méthodes de synchronisation des collisions dans les animations physiques sont utilisées. Deux méthodes sont possibles (Figure III-12) :

- selon Milencovic : Chaque objet s'arrête à sa première collision [3], la synchronisation des collisions et leur traitement se fait à la fin de chaque pas de temps
- selon Faure et Galizzi : la rectification des positions et vitesses est ultérieure [4]

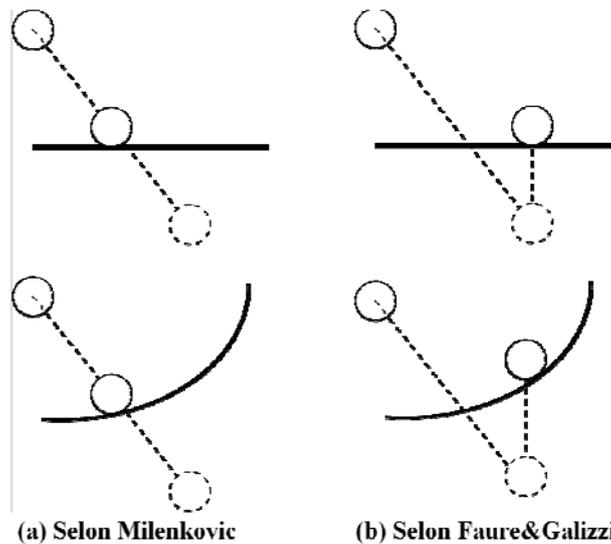


Figure III-12: Schématisation du traitement des collisions particule-paroi

Dans le modèle présenté, la première approche est choisie, celle de Milencovic. Afin de calculer la vitesse et les coordonnées d'une particule après collision avec les parois, le repère cartésien $\mathcal{R}'(\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}')$ présenté sur la Figure III-13 est utilisé. Son origine coïncide avec le point de collision et les vecteurs \bar{y}' et \bar{z}' sont respectivement portés par la normale et la tangente à la section droite des parois au point de collision. La matrice de passage de $\mathcal{R}(\bar{x}, \bar{y}, \bar{z})$ à $\mathcal{R}'(\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}')$ est donnée par :

$$M_{\mathfrak{R}'}^{\mathfrak{R}} = \begin{vmatrix} \cos(\chi) & \sin(\chi) & 0 \\ -\sin(\chi) & \cos(\chi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (\text{Eq 3.19})$$

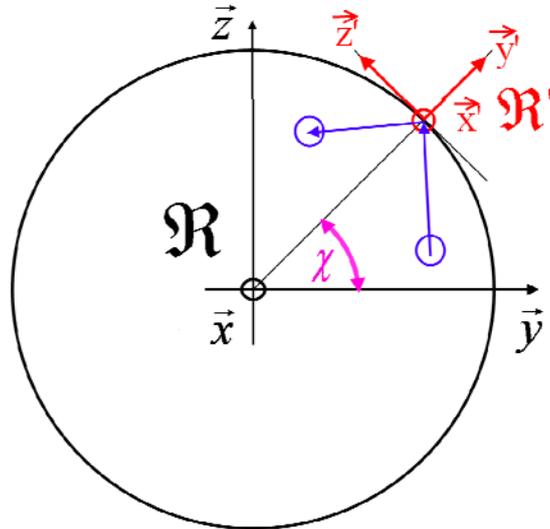


Figure III-13 : Changement de repère pour le calcul de la vitesse et des coordonnées de la particule après collision avec les parois

Dans le référentiel $\mathfrak{R}'(\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}')$ la vitesse de la particule avant collision peut s'écrire :

$$(\vec{V}_p)_{\mathfrak{R}'} = M_{\mathfrak{R}'}^{\mathfrak{R}} \cdot (\vec{V}_p)_{\mathfrak{R}} \quad (\text{Eq 3.20})$$

Cette équation s'écrit sous forme matricielle :

$$(\vec{V}_p)_{\mathfrak{R}'} = \begin{vmatrix} v'_x \\ v'_y \\ v'_z \end{vmatrix}_{\mathfrak{R}'} = M_{\mathfrak{R}'}^{\mathfrak{R}} \cdot \begin{vmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{vmatrix}_{\mathfrak{R}} = \begin{vmatrix} v_x \\ \cos(\chi) \cdot v_y + \sin(\chi) \cdot v_z \\ -\sin(\chi) \cdot v_y + \cos(\chi) \cdot v_z \end{vmatrix} \quad (\text{Eq 3.21})$$

Après collision et compte-tenu du coefficient de frottement f , la vitesse de la particule dans $\mathfrak{R}'(\bar{x}', \bar{y}', \bar{z}')$ s'écrit :

$$(\vec{V}'_p)_{\mathfrak{R}'} = \begin{vmatrix} v'_x \\ v'_y \\ v'_z \end{vmatrix}_{\mathfrak{R}'} = \begin{vmatrix} v_x \\ -f \cos(\chi) \cdot v_y - f \sin(\chi) \cdot v_z \\ -\sin(\chi) \cdot v_y + \cos(\chi) \cdot v_z \end{vmatrix} \quad (\text{Eq 3.22})$$

Enfin, pour écrire la vitesse de la particule dans le référentiel $\mathfrak{R}(\vec{x}, \vec{y}, \vec{z})$, il suffit de multiplier la vitesse après collision dans $\mathfrak{R}'(\vec{x}', \vec{y}', \vec{z}')$ par la matrice de passage $M_{\mathfrak{R}'}^{\mathfrak{R}}$ donnée par :

$$M_{\mathfrak{R}'}^{\mathfrak{R}} = \left(M_{\mathfrak{R}}^{\mathfrak{R}'} \right)^{-1} = \begin{vmatrix} \cos(\chi) & -\sin(\chi) & 0 \\ \sin(\chi) & \cos(\chi) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} \quad (\text{Eq 3.23})$$

Ainsi la vitesse de la particule, après sa collision avec les parois est donnée par :

$$\begin{aligned} \left(\vec{V}' \right)_{\mathfrak{R}} &= M_{\mathfrak{R}'}^{\mathfrak{R}} \begin{vmatrix} v'_x \\ v'_y \\ v'_z \end{vmatrix}_{\mathfrak{R}'} = M_{\mathfrak{R}'}^{\mathfrak{R}} \begin{vmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{vmatrix}_{\mathfrak{R}} \\ &= \begin{vmatrix} v_x \\ (\sin^2(\chi) - f \cos^2(\chi))v_y + (1+f)\cos(\chi).\sin(\chi)v_z \\ -(1+f)\cos(\chi).\sin(\chi)v_y + (\cos^2(\chi) - f \sin^2(\chi))v_z \end{vmatrix}_{\mathfrak{R}} \end{aligned} \quad (\text{Eq 3.24})$$

III.3.4.2 Collisions particule-particule

Une collision entre deux particules est détectée quand la distance relative entre leurs centres est inférieure ou égale à la somme de leurs rayons. Les collisions sont supposées élastiques et traitées selon le modèle de sphères dures [5].

Les relations entre les vitesses de deux particules de masses respectives m_1 et m_2 , entre et avant collisions sont données par la conservation de quantité de mouvement et d'énergie cinétique. Pour simplifier, on suppose que la particule 2 est initialement au repos. Ceci n'affecte pas la validité générale du résultat final car la simplification sera abandonnée plus tard en attribuant explicitement les vitesses à la masse m_2 .

$$m_1 v_{z,1} = m_1 v'_{z,1} + m_2 \Delta v'_{z,2} \quad (\text{Eq 3.25})$$

$$m_1 v_{x,1} = m_1 v'_{x,1} + m_2 \Delta v'_{z,2} \cdot \tan(\theta) \cdot \cos(\varphi) \quad (\text{Eq 3.26})$$

$$m_1 v_{y,1} = m_1 v'_{y,1} + m_2 \Delta v'_{z,2} \cdot \tan(\theta) \cdot \sin(\varphi) \quad (\text{Eq 3.27})$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{2}m_1.(v_{x,1}^2 + v_{y,1}^2 + v_{z,1}^2) &= \frac{1}{2}m_1.(v_{x,1}'^2 + v_{y,1}'^2 + v_{z,1}'^2) \\ &+ \frac{1}{2}m_2.\Delta v_{z,2}'^2.(1 + \tan^2(\theta)) \end{aligned} \quad (\text{Eq 3.28})$$

Dans les équations (3.26, 3.27 et 3.28) θ et φ sont les angles entre la composante $v_{z,2}'$ de la vitesse de la particule 2 après collision, et respectivement les axes x et y .

$$\theta = (x, \Delta v_{z,2}') \quad (\text{Eq 3.29})$$

$$\varphi = (y, \Delta v_{z,2}') \quad (\text{Eq 3.30})$$

La résolution des équations (3.25, 3.26 et 3.27) donne :

$$v_{z,1}' = v_{z,1} - \frac{m_2}{m_1}.\Delta v_{z,2}' \quad (\text{Eq 3.31})$$

$$v_{x,1}' = v_{x,1} - \frac{m_2}{m_1}.\Delta v_{z,2}'.\tan(\theta).\cos(\varphi) \quad (\text{Eq 3.32})$$

$$v_{y,1}' = v_{y,1} - \frac{m_2}{m_1}.\Delta v_{z,2}'.\tan(\theta).\sin(\varphi) \quad (\text{Eq 3.33})$$

L'insertion des équations (3.31, 3.32 et 3.33) dans l'équation (3.28) permet de calculer $\Delta v_{z,2}'$ à partir d'une équation de quatrième degré :

$$\Delta v_{z,2}' = \frac{2.[v_{z,1} + \tan(\theta).(\cos(\varphi).v_{x,1} + \sin(\varphi).v_{y,1})]}{\left[(1 + \tan^2(\theta)) \left(1 + \frac{m_2}{m_1} \right) \right]} \quad (\text{Eq 3.34})$$

Ainsi, en reprenant les équations (3.25, 3.27, 3.32 et 3.33), et on affectant à la particule 2 sa vitesse initiale, les composantes de vitesse après collision sont données :

$$v_{z,2}' = v_{z,2} + \Delta v_{z,2}' \quad (\text{Eq 3.25})$$

$$v_{x,2}' = v_{x,2} + \tan(\theta).\cos(\varphi).\Delta v_{z,2}' \quad (\text{Eq 3.36})$$

$$v'_{y,2} = v_{y,2} + \tan(\theta) \cdot \sin(\varphi) \cdot \Delta v'_{z,2} \quad (\text{Eq 3.37})$$

$$v'_{z,1} = v_{z,1} - \frac{m_2}{m_1} \Delta v'_{z,2} \quad (\text{Eq 3.38})$$

$$v'_{x,1} = v_{x,1} - \frac{m_2}{m_1} \tan(\theta) \cdot \cos(\varphi) \cdot \Delta v'_{z,2} \quad (\text{Eq 3.39})$$

$$v'_{y,1} = v_{y,1} - \frac{m_2}{m_1} \tan(\theta) \cdot \sin(\varphi) \cdot \Delta v'_{z,2} \quad (\text{Eq 3.40})$$

Les équations (3.28 et 3.33) sont formulées dans un système de coordonnées où la vitesse initiale de la particule 2 est nulle. Afin de spécifier les angles θ et φ , les équations dans un système de coordonnées où le vecteur position relatif de la particule 2 coïncide avec l'axe z, c'est-à-dire la particule 1 à l'origine et la particule 2 sur l'axe z. La résolution des équations ci-dessus et les transformations de coordonnées permettent enfin de retrouver les vitesses après collisions dans le système de coordonnées original.

III.3.5. Caractérisation de la dispersion

Les paramètres de la dispersion sont présentés sur la Figure III-14 pour les angles :

$$\delta = (\vec{x}, \vec{V}_p) \quad (\text{Eq 3.41})$$

$$\Phi = (\vec{y}, \vec{V}_r) \quad (\text{Eq 3.42})$$

Etant donnée la symétrie axiale du domaine de calcul, les valeurs prises par l'angle φ dans $[0, 2\pi]$ sont équiprobables. C'est la distribution statistique de l'angle θ qui caractérise la dispersion :

$$\delta = \arctg\left(\frac{v_r}{v_x}\right) \quad (\text{Eq 3.43})$$

Avec

$$v_r = \sqrt{v_y^2 + v_z^2} \quad (\text{Eq 3.44})$$

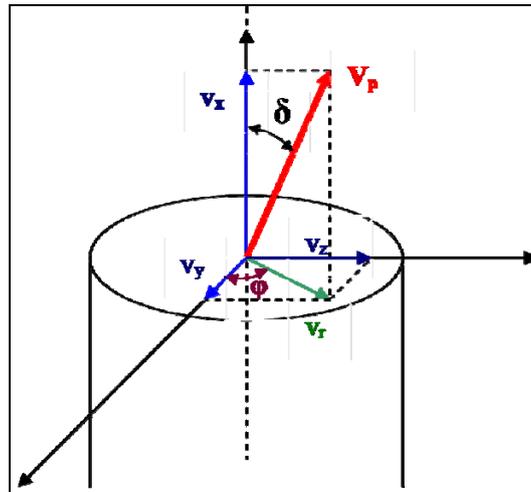


Figure III-14 : Calcul des paramètres de la dispersion à la sortie de l'injecteur

III.3.6. Exemple : effet de la longueur de l'injecteur

La première application présentée du modèle de dispersion de la poudre, traite du transport par un gaz porteur, l'argon à 6 L.min^{-1} , d'une poudre d'alumine -22+5 dans deux injecteurs de même diamètre de 1,5 mm et de longueurs respectives de 20 mm et 70 mm. Pour ce faire est présentée une population de 32000 particules dont la distribution de tailles est illustrée sur la Figure III-15

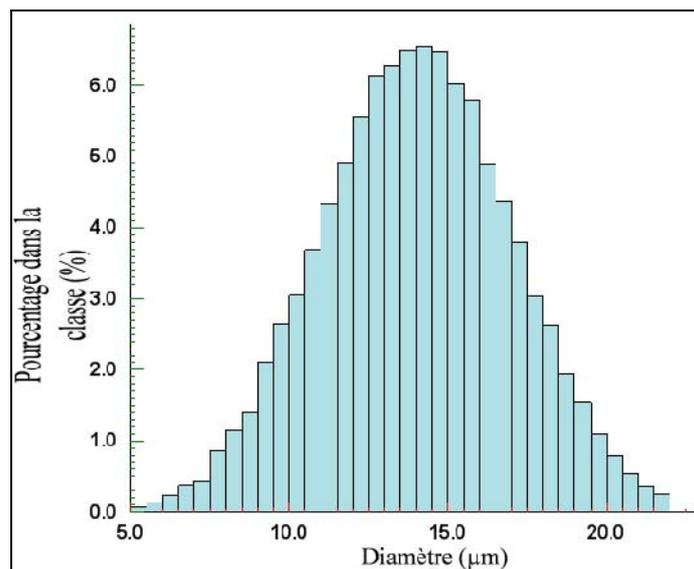


Figure III-15 : Granulométrie simulée de la poudre d'alumine -22+5

Sur la Figure III-16, est illustrée la distribution des vitesses des particules d'alumine à la sortie des injecteurs de longueurs respectives de 20 et 70 mm, le débit du gaz porteur est de $6 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$. Dans le cas d'un injecteur court de 20 mm, la vitesse moyenne des particules atteint $36 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ soit 64 % de la vitesse moyenne du gaz évaluée à $56 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Dans l'injecteur de 70 mm de long la vitesse moyenne des particules se rapproche plus de la vitesse moyenne du gaz porteur pour atteindre $50 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Le temps de calcul a été de 2 h 5 min pour l'injecteur de 20 mm contre 6 h 1 min pour l'injecteur de 70 mm.

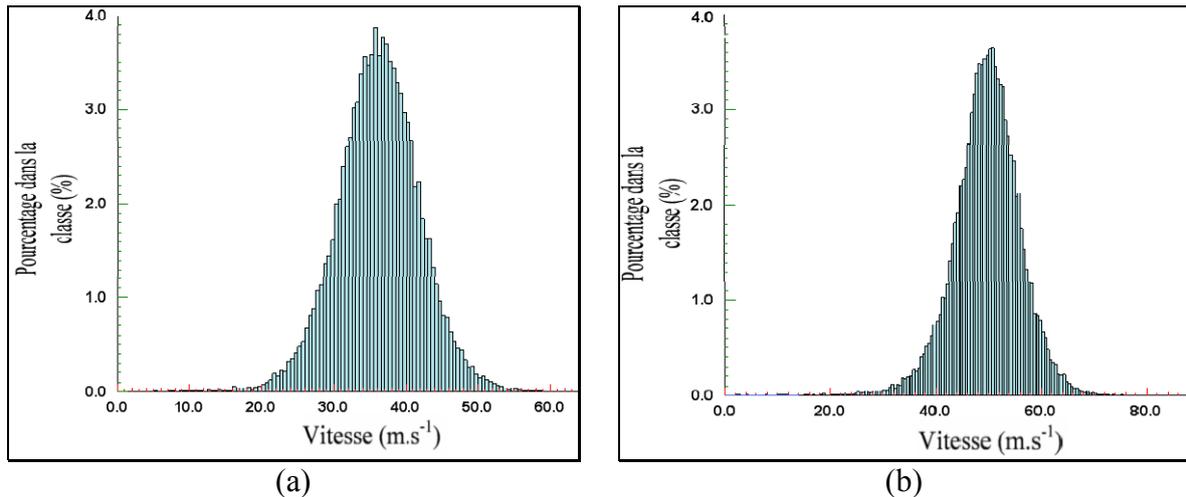


Figure III-16 : Distribution des vitesses des particules de la poudre d'alumine -22+5 à la sortie des injecteurs de (a) 20 mm et (b) 70 mm

La Figure III-17 montre les distributions des angles δ de la poudre d'alumine à la sortie des injecteurs de (a) 20 et (b) 70 mm. Dans le cas de l'injecteur le plus court de 20 mm de longueur, la distribution est plus large et les particules en dehors du cône de 20° sont évaluées à 7 %, contre seulement 2,5 % pour l'injecteur de 70 mm.

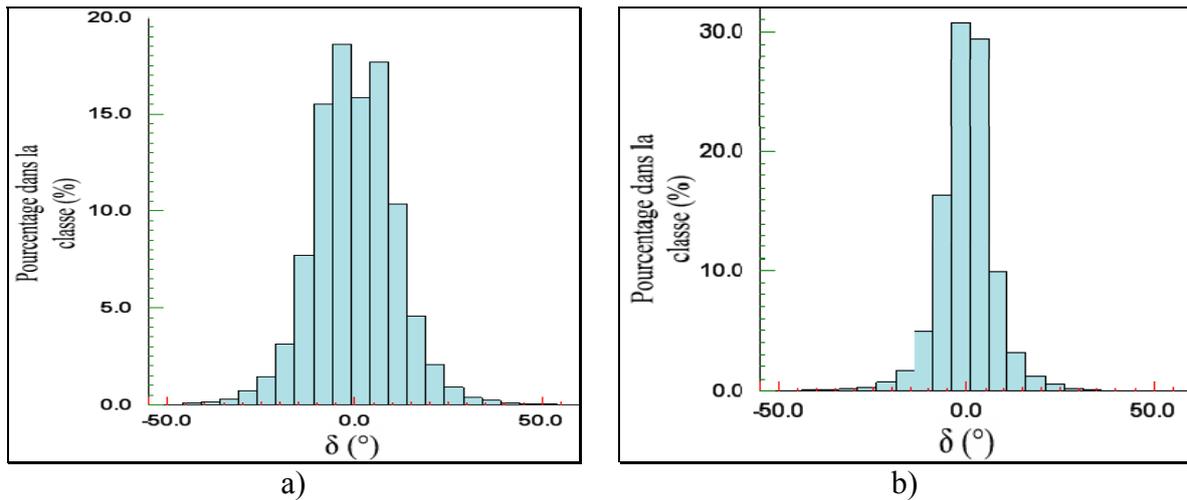


Figure III-17 : Distribution des angles δ des particules d'alumine -22+5 à la sortie des injecteurs de (a) 20 mm et (b) 70 mm

III.4. Conclusion

Dans la première partie de ce chapitre, nous nous sommes intéressés à l'effet des paramètres de dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur sur le traitement d'une particule isolée et sur la construction du dépôt. Pour cela, deux cas de référence (une particule de zircone de 25 μm et une population de 10000 particules de zircone +10-45) ont été traités. Nous avons comparé ensuite les histoires thermiques et dynamiques de la particule isolée et les dépôts construits par la projection de la population de particules, en ne modifiant à chaque fois qu'un seul paramètre de dispersion. Cette étude qualitative révèle l'influence des conditions initiales d'injection (vitesse, direction et masse) sur le traitement thermique et dynamique des particules (trajectoires, vitesses et températures) et sur la construction du dépôt (forme, dimension, ...) comme l'explique la Figure III-18.

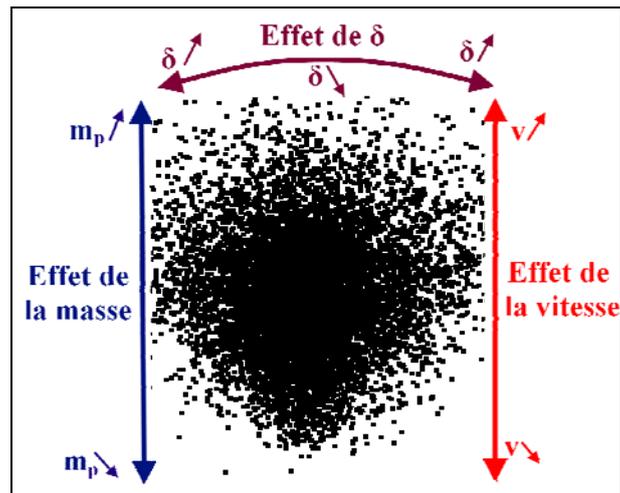


Figure III-18 : Effet des paramètres de dispersion sur la taille et la forme du nuage de points d'impact et du dépôt

Ces effets mis en évidence, nous avons présenté le modèle de transport de poudre dans l'injecteur pour évaluer la dispersion des particules en masse, taille et vitesse avant l'entrée dans le jet. Le profil de vitesse du gaz porteur a été évalué en utilisant la loi d'auto-similarité pour écoulement turbulent en conduite à paroi lisse. A l'entrée du domaine de calcul, les particules sont réparties uniformément et d'une façon homogène. Le modèle prend en compte les collisions particule-parois et les collisions interparticulaires. Les collisions sont supposées élastiques et traitées selon le modèle de sphères dures.

Les résultats de ce code seront injectés dans le modèle thermique et serviront pour la simulation de dépôts réalisés avec différentes poudres et sous diverses conditions opératoires.

Bibliographie du chapitre III

-
- [1] J. Guo, Self-similarity of mean flow in pipe turbulence, AIAA-2006-2885, 36th AIAA Fluid Dynamics Conference, San Francisco, CA, (2006),
 - [2] J. Guo, P. Y. Julien, Modified Log-Wake Law for Turbulent Flow in Smooth Pipes, Reply to Discussion, J. of Hydraulic Research, IAHR, 43(4), p 431-434, (2005)
 - [3] V. J. Milenkovic, H. Schmidl, Optimization based animation, Computer Graphics Proceedings, Annual conference series, p 37-46 (2001)
 - [4] O. Galizzi, F. Faure, Animation efficace de solides en contact par modèle physique. Journées AFIG, (2002)
 - [5] <http://www.plasmaphysics.org.uk/feedback.htm>

IV. Validations et résultats

IV.1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la validation et à la discussion des résultats des deux modèles développés, à savoir le modèle de transfert plasma-particules et le modèle de dispersion des particules de poudres à la sortie de l'injecteur. Les résultats présentés sont ceux du traitement de matériaux largement utilisés en projection thermique en général et en projection plasma en particulier, l'alumine, la zircone et le fer (acier inoxydable, acier au chrome, acier alliés, ...).

L'alumine est un isolant thermique qui résiste aux hautes températures (< 900°C sous forme γ et < 1300°C sous forme α) et c'est aussi un isolant électrique. Sa grande dureté (1440 HV sous 0,5 N, pour un dépôt d'alumine réalisé avec une torche à anode de transfert « gas tunnel torch » [1]) lui confère une bonne résistance à l'abrasion sous faibles charges et grande vitesse. Les dépôts d'alumine présentent une résistance au frottement inférieure à celle des dépôts à base de carbure mais leur excellente stabilité chimique en font de très bons candidats dans le cas d'utilisation en frottement en milieu agressif [2].

La zircone est recherchée pour des applications de barrière thermique ou de protection contre l'usure [3]. Elle présente un point de fusion élevé (2983 K), un coefficient de dilatation important pour une céramique ($7 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour la phase monoclinique et $12 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour la phase tétragonale) et une faible conductivité thermique (1,7 et 2,1 $\text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ respectivement à 373 et 1573 K). La zircone se présente sous trois phases allotropiques : monoclinique jusqu'à environ 1400 K, tétragonale (ou quadratique) de 1400 à 2650 K et enfin cubique jusqu'à la température de fusion. Au refroidissement, la transformation de phase tétragonale - monoclinique vers 1173 K est de type martensitique, et s'accompagne d'un changement de volume conséquent de l'ordre de 4 à 6 %, ce qui est très dommageable pour le dépôt qui s'effrite immédiatement. Afin de pallier ce problème, il est nécessaire d'empêcher cette transformation en stabilisant totalement ou partiellement la phase tétragonale. Ce qui est fait par l'ajout d'yttrine Y_2O_3 qui forme une solution solide de substitution avec la zircone (Y^{3+} remplaçant aléatoirement Zr^{4+}), de magnésie MgO , de chaux CaO , de cérine CeO_2 , de

dysprosie Dy_2O_3 ou d'ytterbie Yb_2O_3 . La présence d'un élément stabilisant permet la formation d'une phase tétragonale non transformable.

Les aciers inoxydables résistent très bien à la corrosion, mais, en raison de leurs structures ils présentent une mauvaise résistance au frottement.

IV.2. Modèle de transfert plasma-particule

IV.2.1. Optimisation des paramètres de discrétisation

Pour optimiser les pas de temps et d'espace, le cas test considéré est celui d'une particule de fer de $60\ \mu\text{m}$ en diamètre qui suit une trajectoire optimale dans le jet de plasma de référence.

IV.2.1.1 Optimisation du pas de temps

Le traitement d'une particule dans un jet plasma est régi par sa trajectoire. Déterminons le pas de temps optimal au-delà duquel la précision sur la trajectoire et donc la température de la particule ne s'améliore pas. Sur la Figure IV-1 sont présentées les trajectoires, d'une particule de fer de $60\ \mu\text{m}$ de diamètre injectée dans un jet de plasma Ar- H_2 25%, cette trajectoire est calculée selon différents pas de temps. Le maillage spatial est suffisamment fin pour assurer que son influence n'interfère pas sur celle du pas du temps ($N_1 = N_2 = N_3 = 40$). Remarquons qu'au-delà d'un pas de temps $dt = 10^{-7}\ \text{s}$, la précision sur la trajectoire ne s'améliore plus. La Figure IV-2 présente les variations de la température à la surface de la particule de fer, obtenues avec les mêmes pas de temps, la différence de trajectoires se traduit par une différence de températures. Les températures obtenues avec le pas de temps le plus faible, $dt = 10^{-4}\ \text{s}$ en l'occurrence, semblent être surestimées d'autant que la trajectoire correspondante montre une pénétration plus importante dans le cœur du jet. En conclusion, un pas de temps $dt = 10^{-7}\ \text{s}$ est adapté au modèle développé. Il est utilisé dans la suite du manuscrit.

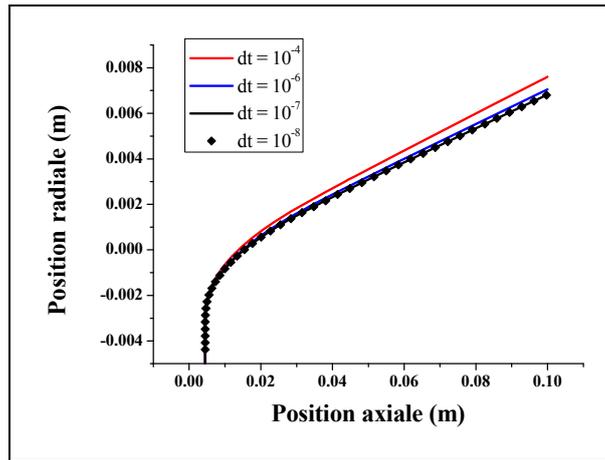


Figure IV-1 : Test sur les trajectoire d'une particule de fer ($d_p = 60 \mu\text{m}$), injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25%, trajectoires obtenues pour différents pas de temps

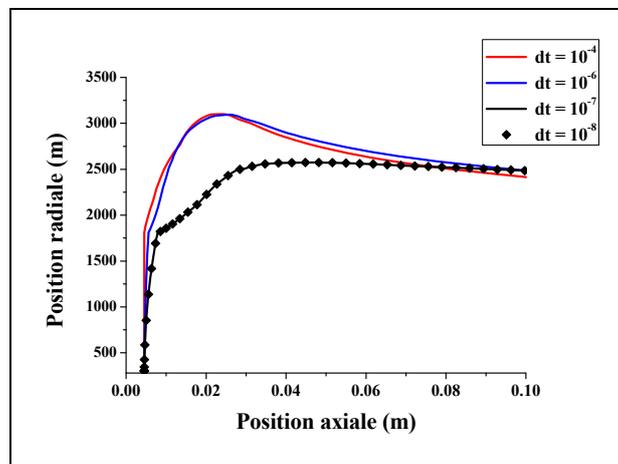


Figure IV-2 : Test sur les températures de la surface d'une particule de fer, ($d_p = 60 \mu\text{m}$) injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25%, températures obtenues pour différents pas de temps

IV.2.1.2 Effet du pas d'espace

Le pas de temps étant fixé à $dt = 10^{-7}$ s, afin d'optimiser le pas d'espace, est étudiée l'influence du maillage spatial sur la température à la surface et au centre de la particule de fer de $60 \mu\text{m}$ de diamètre injectée dans un jet de plasma Ar-H₂ 25%, comme illustré sur la Figure IV-3. Dans chaque simulation, le nombre de nœuds utilisés est partagé à parts égales entre la phase solide et la phase liquide, dans un maillage adaptatif comme cela est expliqué dans le chapitre II. Remarquons que les variations de température calculées avec les différents pas d'espace sont quasi identiques, seule une légère différence apparaît au niveau du palier de fusion dont la durée varie avec la finesse du maillage mais au-delà de 80 nœuds elle n'évolue plus comme la montre la Figure IV-3(b).

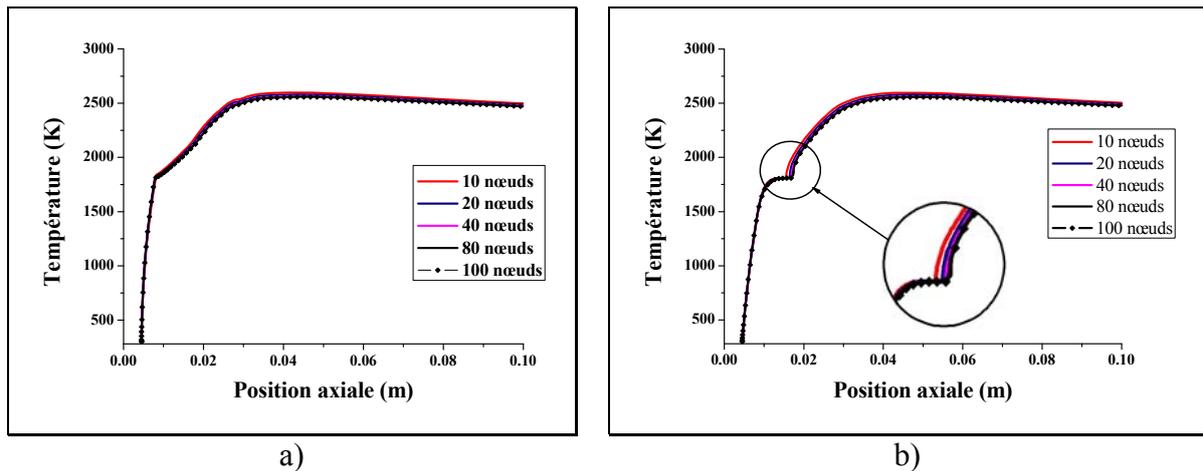


Figure IV-3 : Test sur les températures (a) à la surface et (b) au centre d’une particule de fer, ($d_p = 60 \mu\text{m}$) injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25%, obtenues pour différents pas de temps.

Pour montrer l’effet du pas de temps, sont comparés sur la Figure IV-4 les profils de température dans la particule de fer quand le front de fusion atteint un rayon de $15 \mu\text{m}$, profils calculés avec les mêmes nombres de nœuds que précédemment. La plage de température examinée est plus réduite (la différence de température entre la surface et le centre ne dépasse pas 200 K) mais la différence entre les différents profils de température est plus nette. Il apparaît qu’au-delà de 80 nœuds, la solution n’est guère améliorée et que la position du front de changement de phase est inchangée. Cependant, le temps de calcul reste faible et il est de l’ordre d’une dizaine de secondes pour un maillage de 80 nœuds et sur un processeur Intel Pentium® M 725 de 525 MBytes de RAM. En conclusion, un pas de 10^{-7} s et le maillage de 80 nœuds donne une précision et un temps de calcul optimaux. Ils seront adoptés pour la suite dans nos simulations.

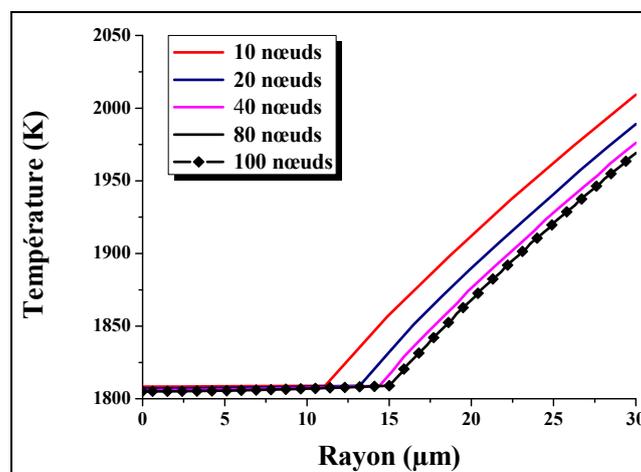


Figure IV-4: Test sur les profils de températures dans une particule de fer ($d_p = 60 \mu\text{m}$) injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25%, obtenus pour différents pas de temps

IV.2.2. Validation du modèle

Afin de valider le modèle développé, sont comparés les résultats obtenus à ceux expérimentaux et numériques trouvés dans la littérature. Notons que la difficulté majeure est liée aux conditions opératoires, notamment les conditions d'injection des particules, qui sont souvent mal précisées. Quant aux résultats des modèles numériques, il est souvent difficile d'obtenir toutes les informations et les hypothèses adoptées par le code numérique en question, comme l'évaporation avant l'ébullition, le modèle de turbulence utilisé pour l'écoulement du jet plasma, les valeurs des propriétés thermiques des matériaux projetés,... Toutefois, nous avons essayé de comparer nos calculs à des résultats expérimentaux et numériques dont les conditions opératoires et les hypothèses des modèles numériques sont plus ou moins complètes.

La Figure IV-5 compare les trajectoires et les températures (selon le modèle thermiquement mince), prédites par notre modèle et par Dussoubs [4], pour une particule d'alumine de 30 μm en diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25% vol. et dans les conditions opératoires résumées dans le Tableau IV-1. Les résultats sont en bon accord en dépit des différences au niveau de la simulation de l'écoulement du jet plasma. En effet, dans Jets&Poudres nous utilisons une simulation 2D axisymétrique et la turbulence est traitée par le modèle de longueur de mélange, alors que le code Estet 3.2 [4⁵] utilisé par Dussoubs [4] est tridimensionnel et emploie le modèle k- ϵ .

Tableau IV-1 : Conditions de projection de Dussoubs [4]

Gaz plasmagène, débit vol. (L.min ⁻¹)	Ar-H ₂ 25 %, 45-15
Diamètre de la tuyère (mm)	7
Distance de projection (cm)	10
Atmosphère	Air
Tension d'arc (V)	65
Intensité de courant (A)	600
Puissance électrique (kW)	39
Rendement thermique de la torche %	55
Puissance thermique (kW)	21,45
Position axiale de l'injecteur (mm)	3
Position radiale de l'injecteur (mm)	-9

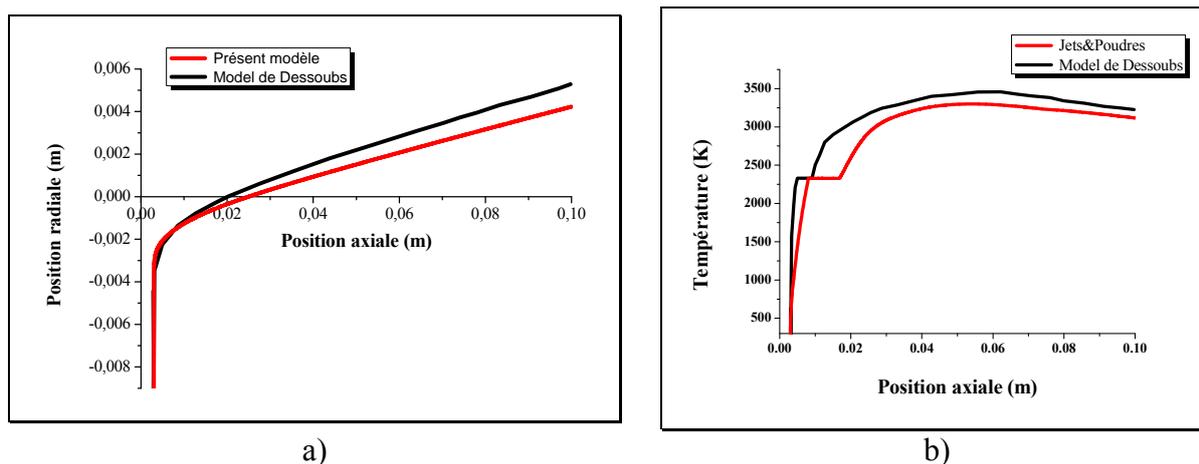


Figure IV-5: Comparaison (a) des trajectoires et (b) des températures obtenues par le modèle développé et par Dussoubs [4] pour un particule d'alumine de 30 μm de diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25 %, 45-15 L.min⁻¹ avec les conditions opératoires du tableau IV-2

Sur la Figure IV-6 sont présentés, les résultats de notre modèle et ceux des calculs et des mesures de Vardelle et al. [4], de la température à la surface d'une particule d'alumine de 18 μm en diamètre injectée dans les conditions de tir résumées dans le Tableau IV-2. Notons que notre modèle est en très bon accord avec les mesures expérimentales.

Tableau IV-2 : Conditions de projection de Vardelle et al. [6]

Gaz plasmagène, débit vol. L.min ⁻¹	Ar-H ₂ 17 %, 75-15
Diamètre de la tuyère (mm)	8
Distance de projection (cm)	16
Atmosphère	Air
Tension d'arc (V)	73
Intensité de courant (A)	400
Puissance électrique (kW)	29,2
Rendement thermique de la torche %	60
Puissance thermique (kW)	17,52
Diamètre de l'injecteur (mm)	2
Débit de gaz porteur (Argon), (L.min ⁻¹)	5,5
Position axiale (mm)	4
Position radiale (mm)	-4

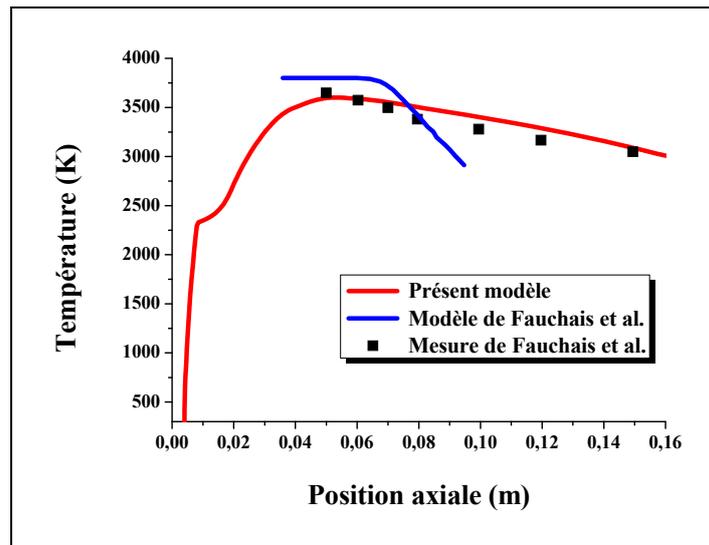


Figure IV-6 : Comparaison des températures de la surface obtenues par le modèle développé et des résultats numériques et expérimentaux de Vardelle et al. [6] dans le cas d'une particule d'alumine de 30 μm en diamètre injectée dans un jet plasma Ar-H₂ 25 %, 45-15 L.min⁻¹ dans les conditions opératoires du Tableau IV-2

Sur la Figure IV-7 comparons nos résultats de simulation de la température à la surface d'une particule de zircone de 30 μm , injectée dans les conditions résumées dans le Tableau IV-3, à ceux numériques de Klocker et Clyne [7] et de Wan et al. [8] et expérimentaux de Smith et al. [9]. Encore une fois, notre modèle est en bon accord avec les mesures expérimentales, et est proche des résultats du modèle de Klocker et Clyne. Ceux-ci ne donnent toutefois pas assez d'information sur le modèle du jet dont les champs de vitesse et de température ont été repris dans différentes publications [6, 10, 11, 12]. Le modèle de Wan et al. semble surestimer la température à la surface de la particule.

Tableau IV-3 : Conditions de projection de Clocker et Clyne et al. [7]

Gaz plasmagène, débit vol. L.min ⁻¹	Ar-H ₂ 25 %, 40-12
Diamètre de la tuyère (mm)	7
Distance de projection (cm)	10
Atmosphère	Air
Tension d'arc (V)	70
Intensité de courant (A)	600
Puissance électrique (kW)	32
Rendement thermique de la torche %	57
Puissance thermique (kW)	18,24
Position axiale de l'injecteur (mm)	4
Position radiale de l'injecteur (mm)	6

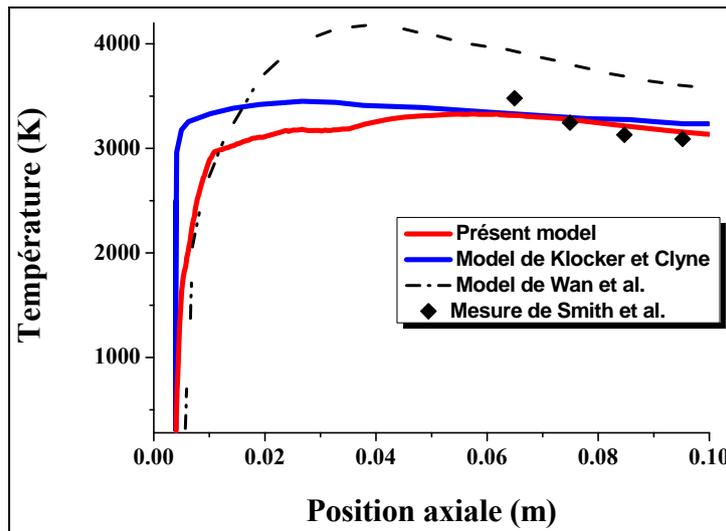


Figure IV-7 : Comparaison des températures de la surface obtenues par le modèle développé et des résultats numériques de Klocker et Clyne [7], de Wan et al. [8] et expérimentaux de Smith et al. [9] dans le cas d'un particule de zircon de $30 \mu\text{m}$ de diamètre injecté dans un jet plasma Ar-H₂ 23 %, 45-12 L.min⁻¹ dans les conditions opératoires du tableau IV-3

IV.2.3. Etude du traitement des particules dans un jet de plasma

Exploisons à présent le modèle de transfert plasma-particule pour étudier l'influence sur le traitement des particules de poudres des conditions opératoires, à savoir les paramètres poudre (matériaux et propriétés thermiques), et les paramètres torche (géométrie, gaz plasmagènes, débit, puissance, ...). Pour cela, reprenons les conditions opératoires de référence mentionnées dans le chapitre précédent (Tableau III-1 et Figure III-1). Notons que l'effet des paramètres de dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur a été déjà étudié dans le chapitre précédent afin de mettre en relief l'importance de ce phénomène et les raisons de son étude.

L'étude portera sur les paramètres qui peuvent influencer le traitement des particules dans le jet, en distinguant les conditions d'injection, les paramètres matériaux, les paramètres gaz plasmagène et les paramètres de la torche.

IV.2.3.1 Influence des propriétés thermiques du matériau

La Figure IV-8 représente la température à la surface et au centre de particules, respectivement, de zircon et de fer, de même diamètre $d_p=25 \mu\text{m}$, injectées respectivement avec des vitesses initiales de 34 et 40 m.s⁻¹, ce qui leur assure une trajectoire idéale dans le jet. Pour la particule de fer, le gradient de température entre la surface et le centre est négligeable.

Par contre, dans la particule de zircon se développe un gradient de température important car au temps où la fusion commence à la surface, la température au centre est voisine de la température ambiante et n'atteint celle de la surface qu'au-delà du milieu du jet ($x_p=60$ mm). Si le modèle thermiquement mince apparaît être une bonne approximation dans le cas des bons conducteurs relativement à la conductivité thermique du plasma ($Bi < 0.01$), comme le fer, il montre ses limites avec les matériaux céramiques (mauvais conducteurs $Bi > 0.03$).

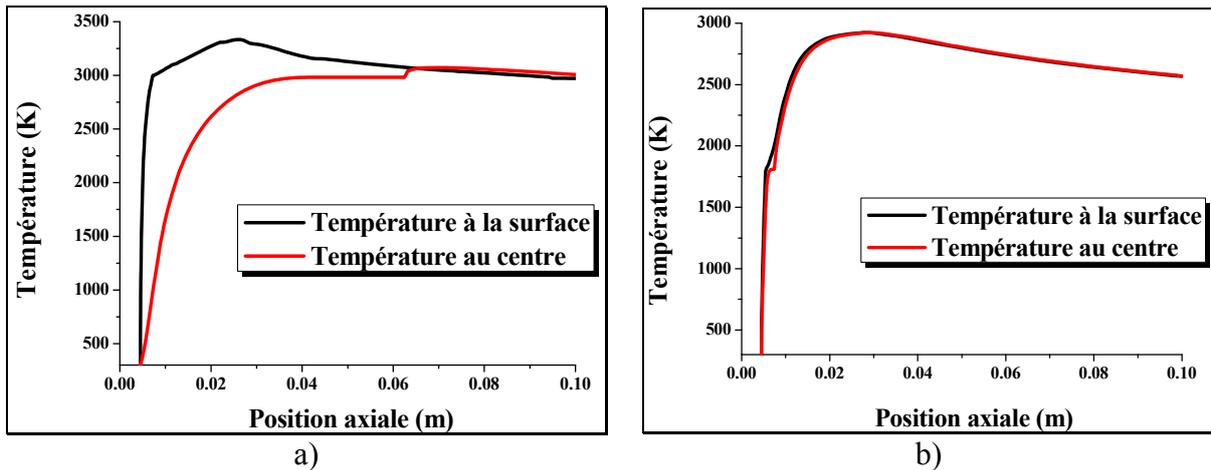


Figure IV-8 : Evolution axiale des températures au centre et à la surface de particules de a) zircon et de b) fer de diamètre de 25 µm injectées dans les jet plasma de référence

La Figure IV-9 illustre l'évolution des fronts de fusion pour les mêmes particules. Ici encore les propriétés thermiques des particules modulent leurs comportements, la particule de fer fond complètement et quasi-instantanément, après 0,3 ms de séjour dans le jet, alors que la particule de zircon met trois fois plus de temps et parcourt une distance axiale six fois plus importante pour fondre totalement.

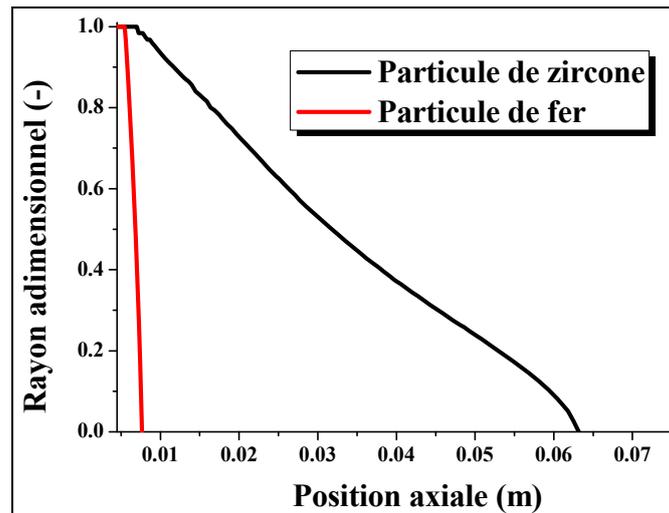


Figure IV-9 : Evolution axiale des fronts de fusion pour des particules de zircon et de fer de 25 µm de diamètre injectées dans le jet plasma de référence

La Figure IV-10 montre l'évolution, en fonction de la position axiale, du front de fusion dans des particules de zircon de différents diamètres. Les vitesses d'injection sont ajustées pour permettre à chaque particule de suivre une trajectoire optimale dans le jet. La fusion est naturellement fortement dépendante de la taille des particules, si les particules de rayon inférieur à 25 µm fondent totalement, au-delà de 30 µm, la fusion s'arrête d'autant plus tôt que la taille de la particule est importante.

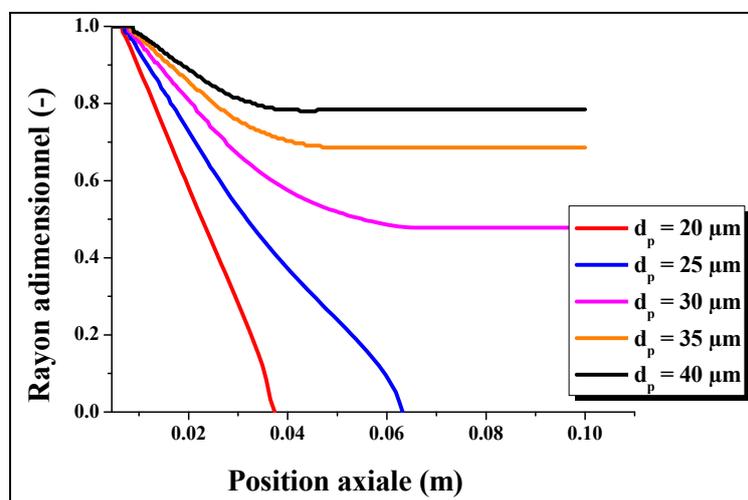


Figure IV-10 : Evolution axiale des fronts de fusion dans des particules de zircon de différents diamètres injectées dans le jet plasma de référence

Le suivi des fronts d'évaporation dans les mêmes particules, illustré sur la Figure IV-11, montre une évaporation plus importante pour le fer, qui perd 15% de son diamètre initial et 38% du volume, alors que la particule de zircon ne perd que 5% de son diamètre initial et 14% de son volume. Ceci s'explique surtout par la valeur de la chaleur latente de

fusion de la zircon, ($L_{lv} = 9.10^6 \text{ J.kg}^{-1}$), une fois et demi plus grande que celle du fer ($L_{lv} = 6,1.10^6 \text{ J.kg}^{-1}$).

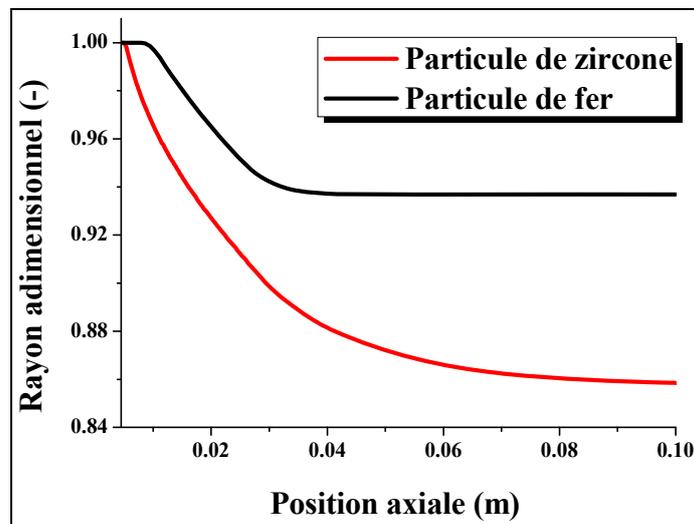


Figure IV-11 : Evolution axiale des fronts d'évaporation dans des particules de zircon et de fer de 25 µm de diamètre injectées dans le jet plasma de référence

Comme pour le front de fusion, l'évolution du front d'évaporation est fortement dépendante de la taille des particules, comme il est possible de le voir sur la Figure IV-12 qui illustre cette évolution en fonction de la position axiale des fronts d'évaporation et de la masse perdue par évaporation, dans des particules de fer de différents diamètres. La taille finale d'une particule est d'autant plus faible que son diamètre initial est petit. Ainsi la particule de 20 µm voit sa taille réduite d'environ 80% et celle de 40µm seulement de 5%. Par contre la masse perdue est proportionnelle à la taille de la particule. En effet, plus la particule est grosse plus sa surface d'échange avec le plasma augmente, cette surface, qui évolue proportionnellement au carré du rayon, est quatre fois plus importante dans le cas d'un particule de 40 µm que dans le cas d'un particule de 20 µm, ainsi le maximum de perte de masse instantanée, à 4 cm de la sortie de la tuyère, est deux fois plus important dans le cas de la première particule ($d_p = 40 \text{ µm}$) que dans le cas de la deuxième ($d_p = 20 \text{ µm}$).

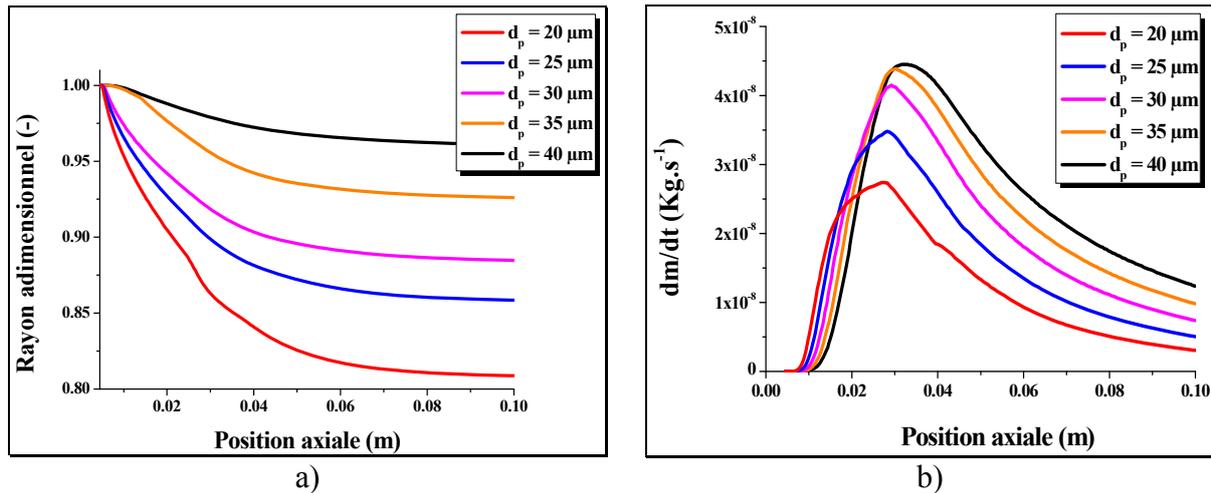


Figure IV-12 : Evolution axiale (a) des fronts d'évaporation et (b) de la masse perdue par évaporation dans des particules de fer de différents diamètres injectées dans le jet plasma de référence

IV.2.3.2 Influence des conditions d'injection

Influence de la position d'injecteur

La Figure IV-13 présente les trajectoires et les variations de la température d'une particule d'alumine de 30 μm de diamètre, avec l'injecteur situé soit au dessus, soit au dessous de l'axe de la torche (à la même position axiale mais à des positions radiales opposées). La vitesse d'injection est de $43,5 \text{ m.s}^{-1}$, elle impulse à la particule une trajectoire optimale qui fait un angle de 4° avec l'axe du jet. Les trajectoires sont strictement symétriques par rapport à l'axe de la torche et comme le jet est supposé être symétrique, la particule voit dans les deux cas, les mêmes champs de température et de vitesse, ce qui se traduit par deux histoires thermiques identiques comme le prouve la température à la surface.

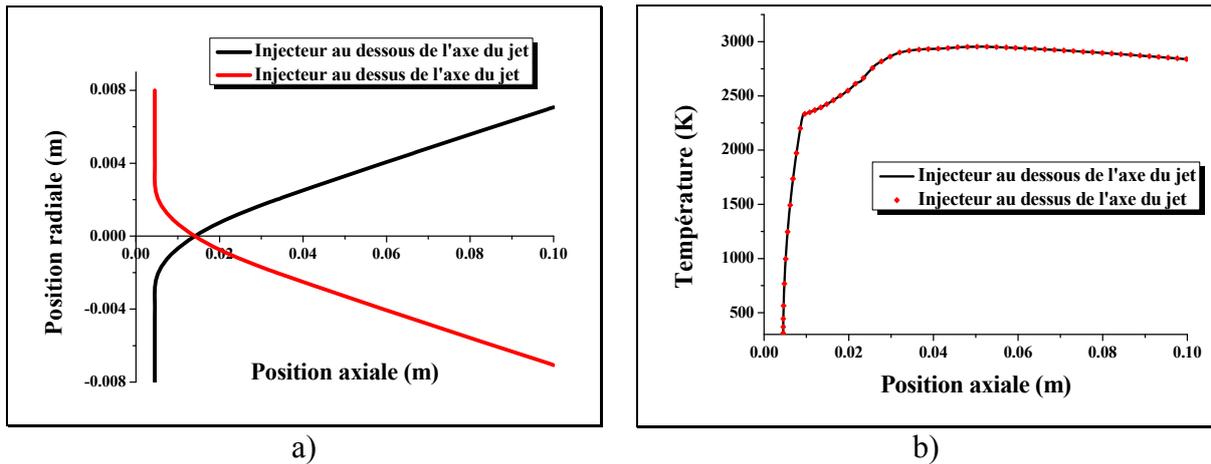


Figure IV-13 : Comparaison (a) des trajectoires et (b) des températures d'une particule d'alumine de 30 μm de diamètre injectée au-dessus et au-dessous de l'axe de la torche, dans les conditions de projection de référence

Influence de la position de l'injecteur

La Figure IV-14 montre les résultats de la simulation des trajectoires et de la température du plasma vue par une particule d'alumine de 30 μm en diamètre, injectée à différentes positions axiales. Notons que les coordonnées du point d'impact sur le substrat varient peu, mais que la température du plasma vue par la particule varie beaucoup. En effet, la particule injectée au niveau de la sortie de la tuyère voit un palier de température maximale du plasma plus long ($T_{\infty} \approx 12000 \text{ K}$). Ce qui va régir la température de la particule et l'évolution des fronts de changement de phase, dont les évolutions axiales sont présentées sur la figure IV-15.

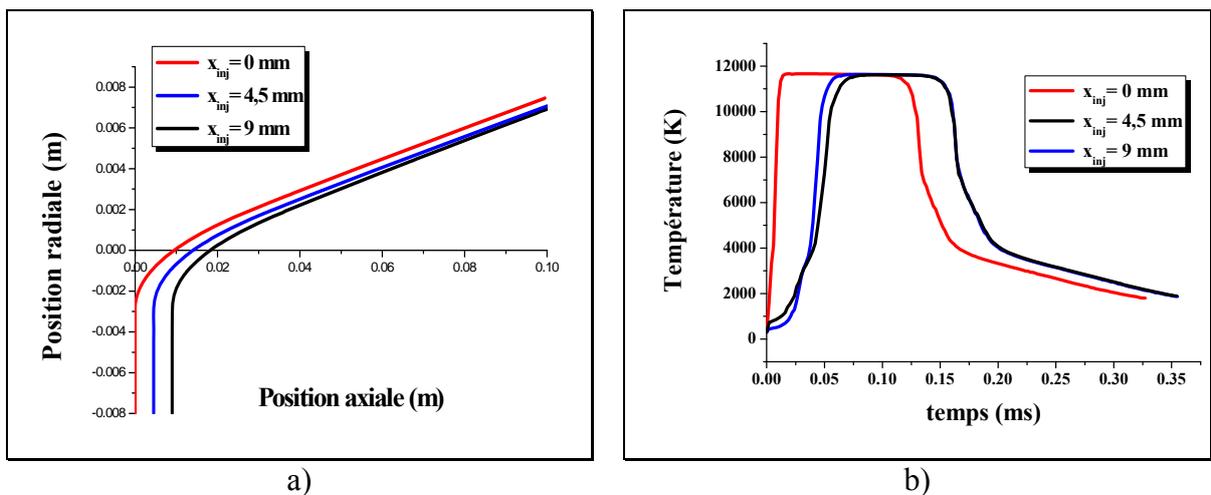


Figure IV-14 : Comparaison des (a) Trajectoires et (b) Températures de plasma vues par des particule d'alumine de 30 μm de diamètre injectées à différentes positions axiales, dans les conditions de projection de référence

La Figure IV-15 montre l'évolution de la température de la surface et l'évolution du front de fusion pour les mêmes conditions que dans la figure précédente. La particule injectée au niveau de la sortie de la torche et qui traverse la totalité du dard du jet, atteint la première la température de fusion et le front de fusion atteint plus rapidement au centre de la particule.

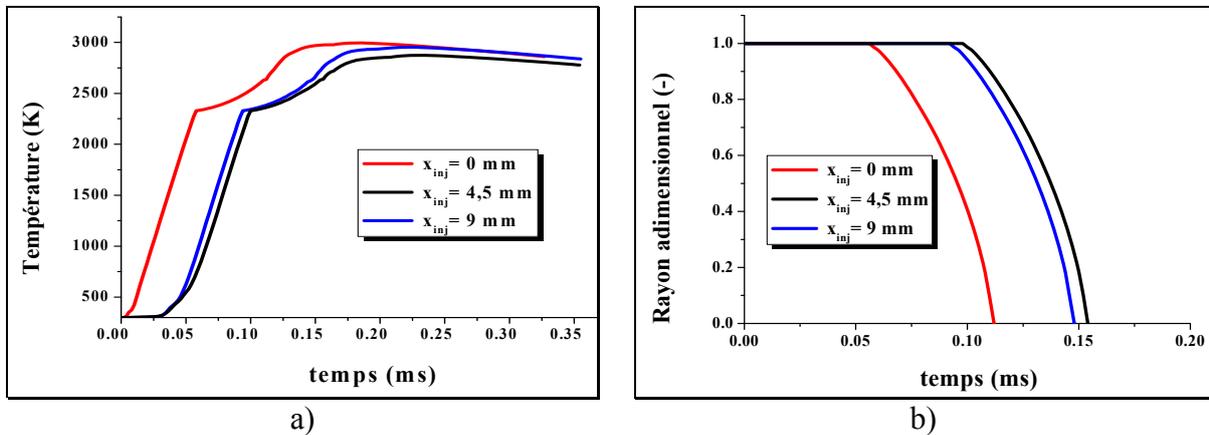


Figure IV-15 : Comparaison de l'évolution en fonction du temps (a) de la température de la surface et (b) des fronts de fusion dans un particule d'alumine de 30 μm de diamètre injectée à différentes positions axiales, dans les conditions de projection de référence

Dans le calcul précédent, seule la vitesse d'injection a été modifiée. En réalité elle doit être ajustée en fonction de la position de l'injecteur pour assurer à la particule une trajectoire optimale. Sur la Figure IV-16 sont tracées les trajectoires de la même particule d'alumine avec des vitesses d'injection ajustées. Cette vitesse d'injection est de $43,5 \text{ m.s}^{-1}$ pour une injection à la sortie de la tuyère ($x = 0$ mm) contre 41 m.s^{-1} pour une injection à 9 mm de la sortie de la tuyère.

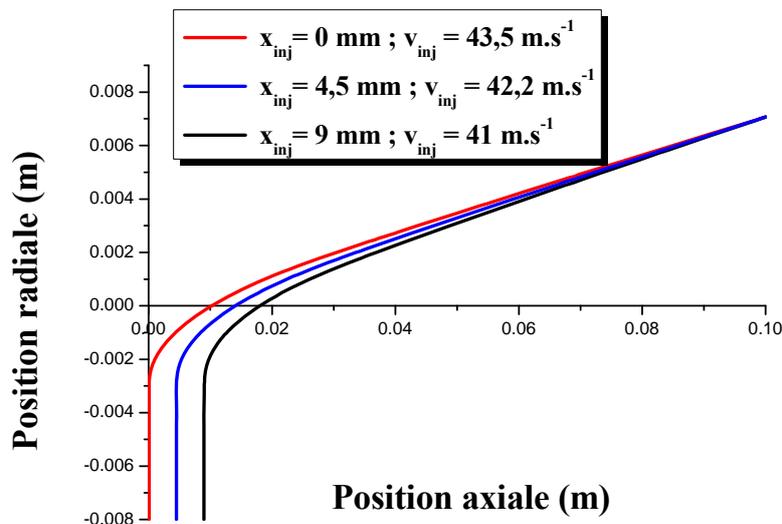


Figure IV-16 : Ajustement de la vitesse d'injection en de la position axiale de l'injecteur

IV.2.3.3 Influence des paramètres du gaz plasmagène

Influence du débit masse du gaz plasmagène

Il est évident que le débit de gaz plasmagène influe directement sur le jet plasma et notamment sur le champ de vitesse du gaz, comme le montre la Figure IV-17 qui compare les iso-vitesses dans deux jets de plasma dont la seule différence par rapport au jet de référence est le débit du gaz plasmagène (respectivement 50 et 70 L.min⁻¹ c'est-à-dire 1,04 et 1,45 g.s⁻¹). La vitesse du gaz plasma augmente considérablement avec son débit massique, par exemple sur l'axe du jet et à mi-chemin du substrat ($x = 0,05$ m) la différence de vitesse entre les deux jets est d'environ 200 m.s⁻¹ (1000 m.s⁻¹ contre 1200 m.s⁻¹).

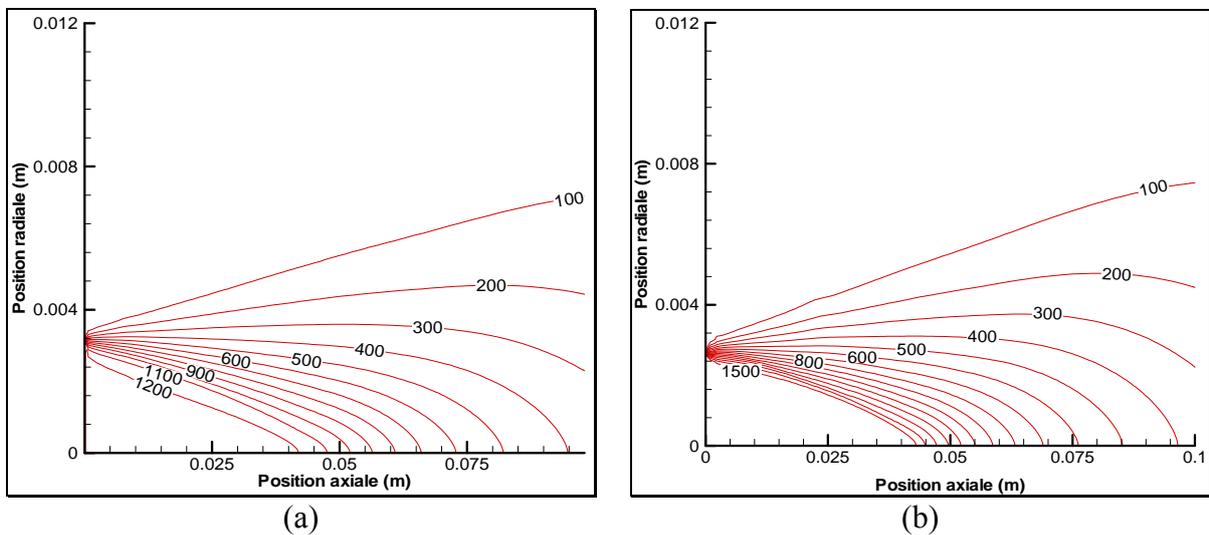


Figure IV-17 Iso-vitesse dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H₂ 25% vol de débits respectifs (a) 50 L.min⁻¹ et (b) 70 L.min⁻¹

Sur la Figure IV-18 sont présentées les isotempératures dans le plan axial contenant l'injecteur pour les mêmes jets (respectivement 50 et 70 L.min⁻¹). Nous notons que la température diminue quand le débit masse du gaz plasmagène augmente. En effet, l'enthalpie massique du jet, qui mesure l'énergie thermique dissipée dans une unité de masse de gaz plasmagène, est inversement proportionnelle au débit masse de ce dernier, elle est de $1,25 \cdot 10^7$ J.kg⁻¹ pour le dernier jet (70 L.min⁻¹) contre $1,46 \cdot 10^7$ J.kg⁻¹ pour le jet de référence (60 L.min⁻¹) et $1,76 \cdot 10^7$ J.kg⁻¹ pour le jet de plus faible débit (50 L.min⁻¹).

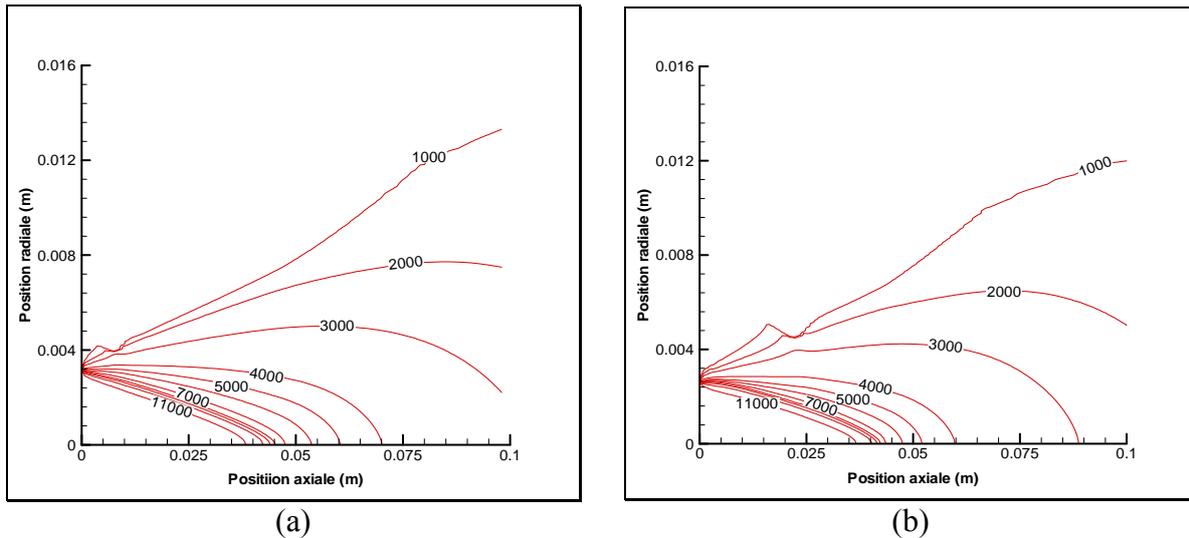


Figure IV-18 Iso-temperatures dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H₂ 25% vol de débits respectifs (a) 50 L.min⁻¹ et (b) 70 L.min⁻¹

La variation des champs de vitesse dans le jet va se répercuter sur le traitement dynamique et thermique des particules, comme le montre la Figure IV-19 qui représente les variations de la vitesse et de la température à la surface d'une particule de zircone injectée dans les deux jets plasma précédents (50 et 70 L.min⁻¹) et dans le jet de référence (60 L.min⁻¹ c'est-à-dire 1,25 g.s⁻¹). La vitesse de la particule augmente avec le débit du gaz plasmagène, et la vitesse à l'impact passe de 321 à 376 m.s⁻¹. Côté température, la particule dans le jet à faible débit a la température la plus élevée, étant donné que son temps de séjour est plus long dans le jet plasma.

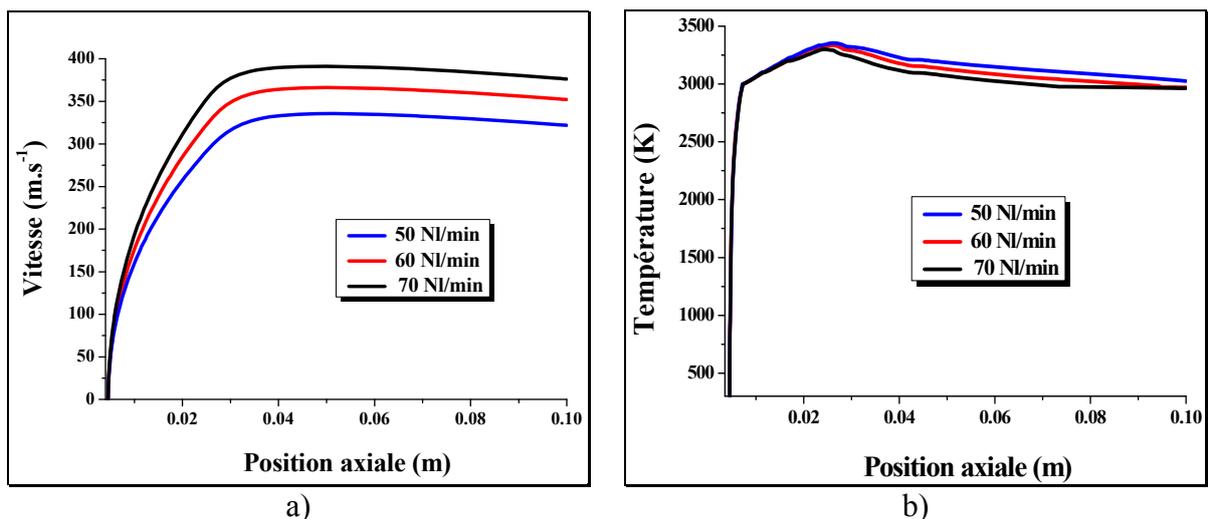


Figure IV-19 : Comparaison (a) des vitesses et (b) des températures à la surface d'un particule de zircone de 25 μm de diamètre injectée dans des jets Ar-H₂ de différents débits masses

La Figure IV-20 montre l'évolution du front de fusion, dans les mêmes particules injectées dans des conditions identiques. Dans le cas de référence, débit = 60 L.min^{-1} , et pour un débit de 50 L.min^{-1} la fusion de la particule est complète. Pour un débit de 70 L.min^{-1} , la particule garde un noyau solide de rayon de $6 \mu\text{m}$, soit 25% du rayon initial. Ce qui s'explique par le fait que le dernier jet (70 L.min^{-1}) présente l'enthalpie massique la plus faible ($1,25 \cdot 10^7 \text{ J.kg}^{-1}$), comme cela a été expliqué dans la comparaison des champs de températures, et donc un apport thermique plus faible à la particule, ce qui paraît insuffisant pour que le front de fusion atteigne le centre.

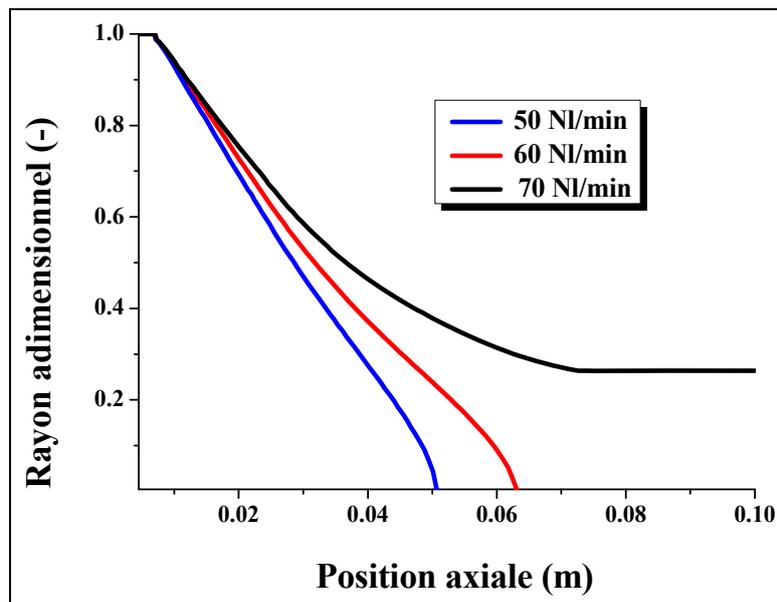


Figure IV-20 : Evolution du front de fusion d'une particule de zircon de $25 \mu\text{m}$ de diamètre injectée dans des jets Ar- H_2 25%vol de différents débits masses

Influence de la teneur en hydrogène

L'ajout d'hydrogène influe considérablement sur les propriétés du jet plasma et notamment sur sa conductivité thermique, sans pour autant changer le débit masse du gaz plasmagène qui reste pratiquement constant pour un débit volumique d'argon constant (45 L.min^{-1}) et un débit d'hydrogène variable (de 15 à 5 L.min^{-1}) comme le montre le Tableau IV-4 qui résume les propriétés des jets plasma à différentes teneurs en hydrogène. Quand le débit volumique de l'hydrogène est multiplié par un facteur de trois le débit masse du jet ne varie que de 1,6 %.

Tableau IV-4 : Propriétés de jets plasma en fonction du débit d'hydrogène

Débit Ar (L.min ⁻¹)	Débit H ₂ (L.min ⁻¹)	Débit total (L.min ⁻¹)	Débit massique (g.s ⁻¹)	Energie dissipée (J.g ⁻¹)
45	15	Ar-H ₂ 25% vol, 60 L.min ⁻¹	1,25	14 560
45	11	Ar-H ₂ 20 % vol, 56 L.min ⁻¹	1,24	14 677
45	8	Ar-H ₂ 15 % vol, 53 L.min ⁻¹	1,24	14 677
45	5	Ar-H ₂ 10 % vol, 50 L.min ⁻¹	1,23	14 796

La Figure IV-21 compare les iso-conductivités thermiques intégrées du jet de référence à celles du dernier jet du Tableau IV-4, ayant pratiquement le même débit massique mais un débit volumique d'hydrogène trois fois plus faible. Nous remarquons que la conductivité augmente considérablement avec la teneur en hydrogène et elle est pratiquement doublée à la sortie de la tuyère (1,1 contre 0,6) et sur l'axe du jet à mi-distance du substrat (0,8 contre 0,5).

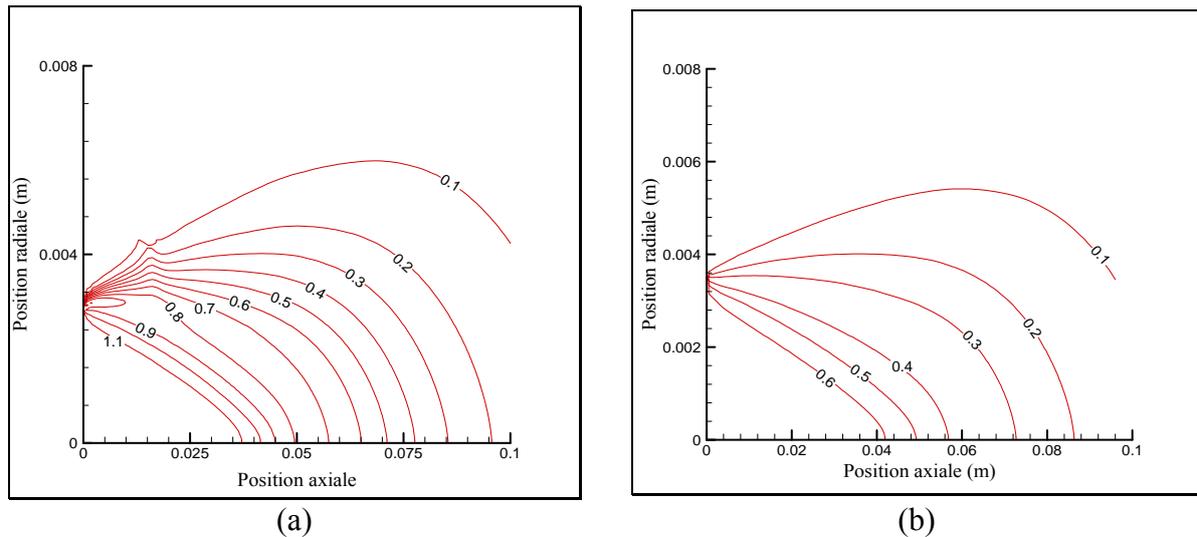


Figure IV-21 : Iso-conductivités thermiques (W.m⁻¹.K⁻¹) dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H₂ (a) 60 L.min⁻¹(1,25 g.s⁻¹) 25% vol en hydrogène et (b) 50 L.min⁻¹(1,23 g.s⁻¹) 10 % vol en hydrogène

Sur la Figure IV-22 sont présentées les iso-vitesses de deux jets Ar-H₂, respectivement 60 L.min⁻¹(1,25 g.s⁻¹) 25% vol en hydrogène et 50 L.min⁻¹(1,23 g.s⁻¹) 10 % vol en hydrogène. Même si les deux jets ont pratiquement le même débit massique les débits volumiques sont nettement différents. A la sortie de la tuyère, la vitesse du gaz plasmagène passe de 1400 m.s⁻¹ dans le premier jet à 1000 m.s⁻¹ dans le cas du deuxième jet. A mi-distance du substrat (x = 50 mm), cette vitesse passe de 1100 m.s⁻¹ dans le premier jet à 930 m.s⁻¹ dans le cas du deuxième jet.

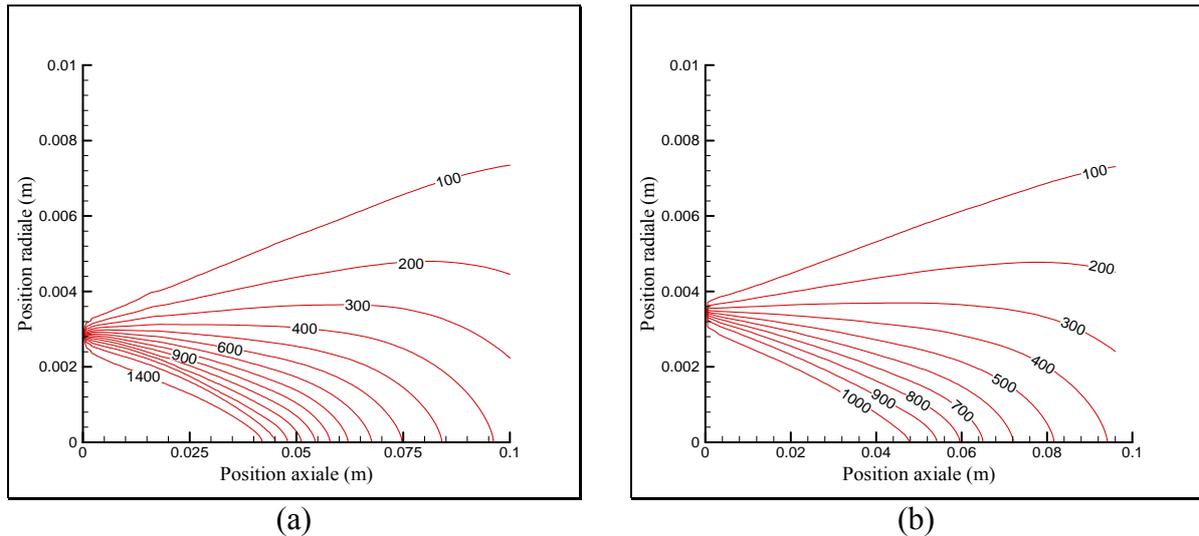


Figure IV-22 : Iso-velocites dans le plan axial contenant l’injecteur pour des jets Ar-H₂ a teneur de (a) 60 L.min⁻¹(1,25 g.s⁻¹) 25% vol vol en hydrogène et (b) 50 L.min⁻¹(1,23 g.s⁻¹) 10 % vol en hydrogène

L’augmentation de la conductivité thermique du jet avec la teneur en hydrogène a des conséquences sur le traitement des particules, comme le montre la Figure IV-23 qui compare la température de la surface et l’évolution du front de fusion d’une particule de zircone de 25 μm de diamètre, injectée dans différents jets plasmas, qui diffèrent seulement par leur teneur en hydrogène, de 25% (jet de référence) à 10%. La température de la particule augmente avec la conductivité thermique du gaz plasma et donc avec la teneur en hydrogène qui module le flux de chaleur reçu par la particule et la propagation des fronts de changement de phase. En effet, pour des teneurs en hydrogène inférieures ou égales à 15%, la fusion est incomplète et la température au centre de la particule s’approche de la température de fusion sans la dépasser.

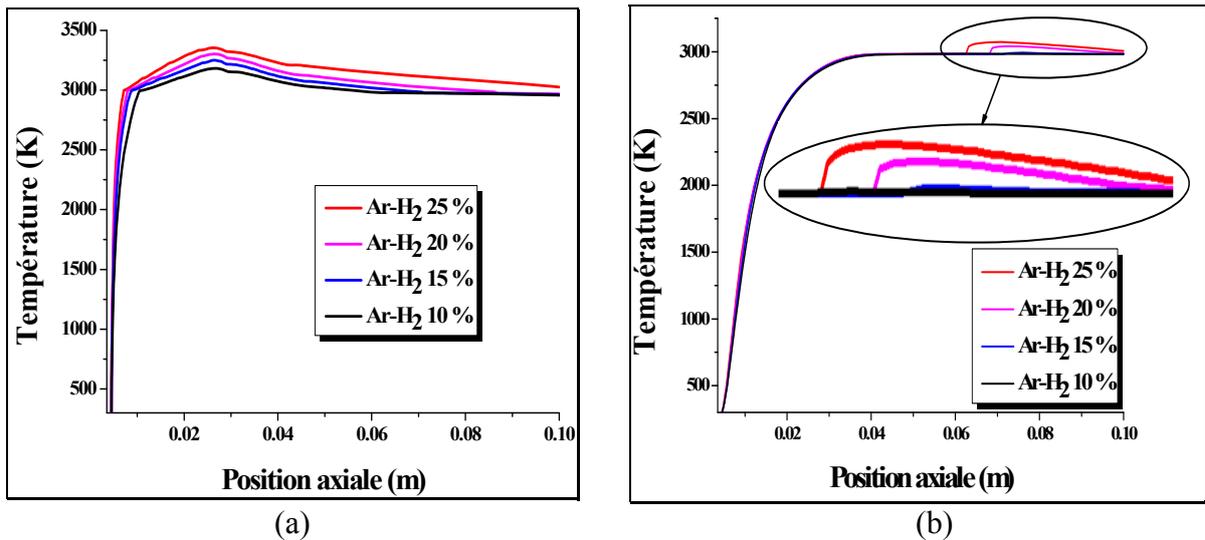


Figure IV-23 : Comparaison (a) des températures de la surface et (b) et au centre d’une particule de zircon de 25 μm de diamètre injectée dans des jets Ar-H₂ de différents teneurs en hydrogène

Le résultat précédent se confirme par l’évolution du front de fusion présentée sur la Figure IV-24. Pour de faibles teneurs en hydrogène, la fusion est incomplète et le flux de chaleur ne permet pas au front de fusion d’atteindre le centre de la particule. Dans des mélanges Ar-H₂ 15% (53 L.min⁻¹, 1,24 g.s⁻¹) et Ar-H₂ 10% (50 L.min⁻¹, 1,23 g.s⁻¹), le front de fusion s’arrête après avoir parcouru respectivement 24 et 43 % du rayon initial de la particule.

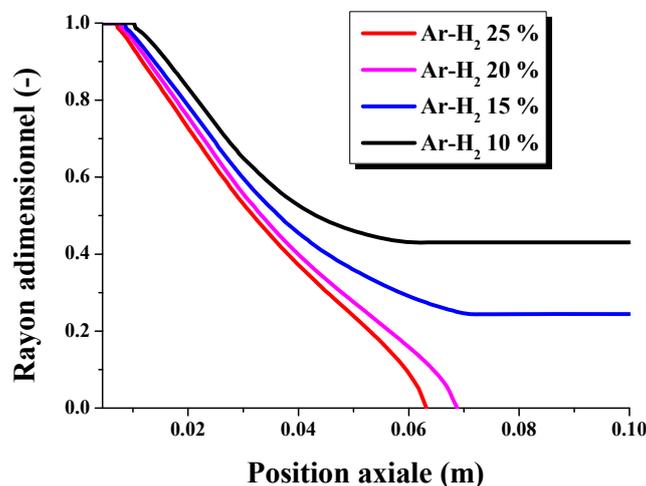


Figure IV-24 : Evolution du front de fusion dans d’une particule de zircon de 25 μm de diamètre injectée dans des jets Ar-H₂ de différents teneurs en hydrogène

Une autre conséquence de la réduction de la teneur en hydrogène dans le gaz plasmagène est l’apparition d’un front de solidification à la surface des particules dont l’importance est inversement proportionnelle au pourcentage d’hydrogène comme le montre la Figure IV-25 avec l’évolution axiale du front de solidification dans la même particule de

zircon et dans les conditions opératoires précédentes. Avant l'impact, dans des mélanges Ar-H₂ 15% (53 L.min⁻¹, 1,24 g.s⁻¹) et Ar-H₂ 10% (50 L.min⁻¹, 1,23 g.s⁻¹), la particule développe une coquille solide en surface qui enveloppe un noyau liquide.

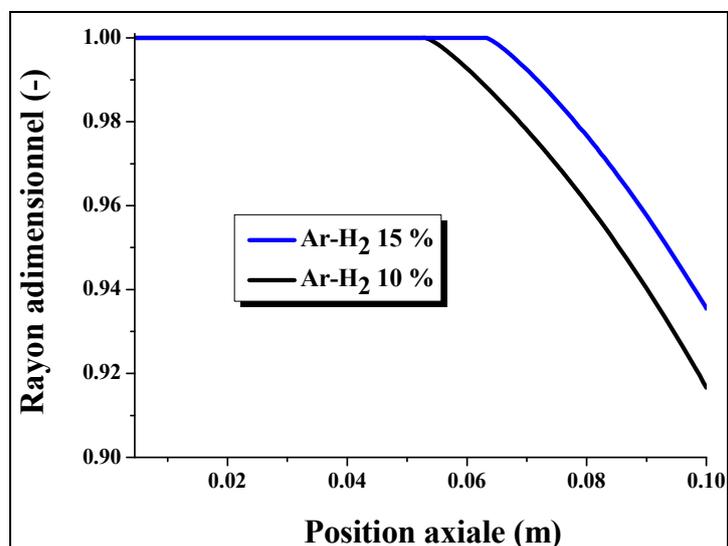


Figure IV-25 : Comparaison de l'évolution des fronts de solidification dans une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H₂ pour différentes teneurs en hydrogène

IV.2.3.4 Influence des paramètres de la torche

Influence du diamètre de la tuyère

Examinons à présent l'effet du diamètre de la tuyère en comparant le jet de référence ($D = 7$ mm) à deux jets qui diffèrent par le seul diamètre de la tuyère ($D = 6$ et 8 mm ce qui présente une variation de surface dans un rapport proche de deux). Les cartographies des Figure IV-26 et Figure IV-27 comparent respectivement les champs de vitesses et de température dans les deux derniers jets. La réduction du diamètre de la tuyère augmente considérablement la vitesse du gaz plasma qui passe à la sortie de la tuyère de 1100 m.s⁻¹ pour un diamètre de 8 mm à 1900 m.s⁻¹ pour un diamètre de 6 mm. En ce qui concerne la température, celle-ci, ainsi que la taille du dard, semblent augmenter avec le diamètre de la tuyère. Ceci s'explique par le fait que, plus la vitesse du gaz plasmagène diminue, plus la turbulence et le cisaillement par rapport au gaz froid sont réduits, ce qui conduit à l'allongement du dard.

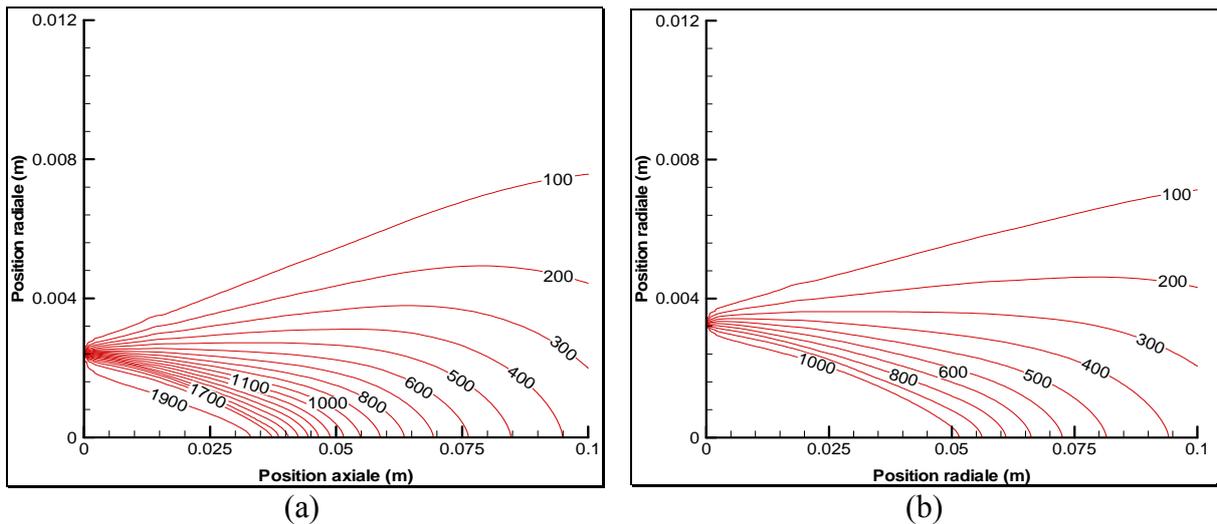


Figure IV-26 : Iso-velocites dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H₂ 25 % vol pour un diamètre de la tuyère de (a) 6 mm et (b) 8 mm

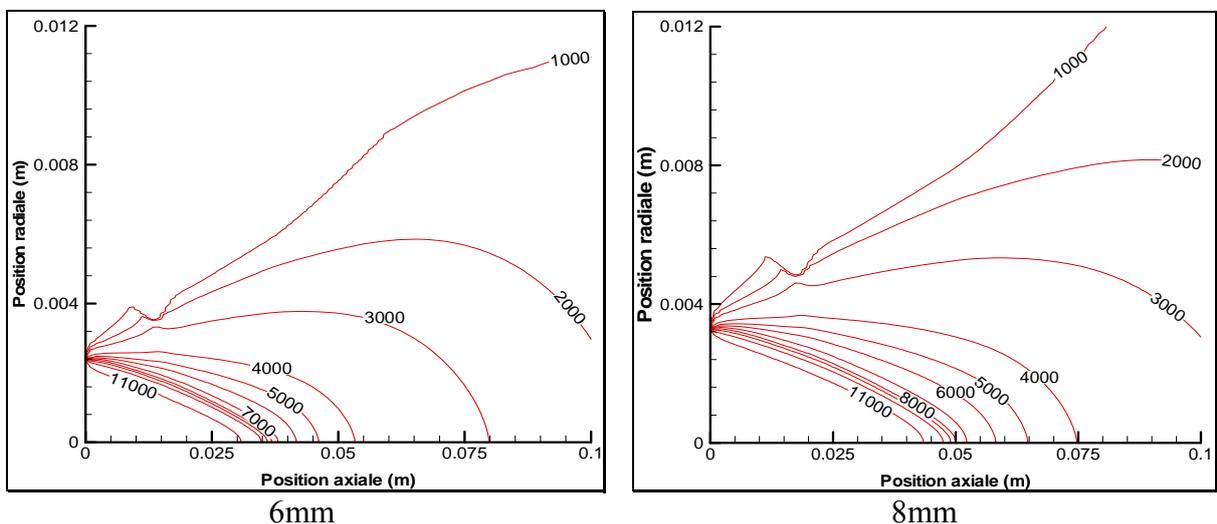


Figure IV-27 : Iso-températures dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H₂ vol. pour un diamètre de tuyère de (a) 6 mm et (b) 8mm

Sur la Figure IV-28, présentons les effets du diamètre de la tuyère sur le traitement d'une particule de zircone de 25 μm en diamètre. Comme c'est prévisible, avec une tuyère de 8 mm de diamètre où la vitesse du jet plasma est moins importante et la température est plus élevée, la particule est mieux chauffée et totalement fondue comparativement au jet avec une tuyère de 6 mm où la température de la surface est moins importante et la température au centre n'atteint pas le point de fusion, comme le montre l'évolution des fronts de fusion dans les mêmes conditions opératoires, présentée sur la Figure IV-28.

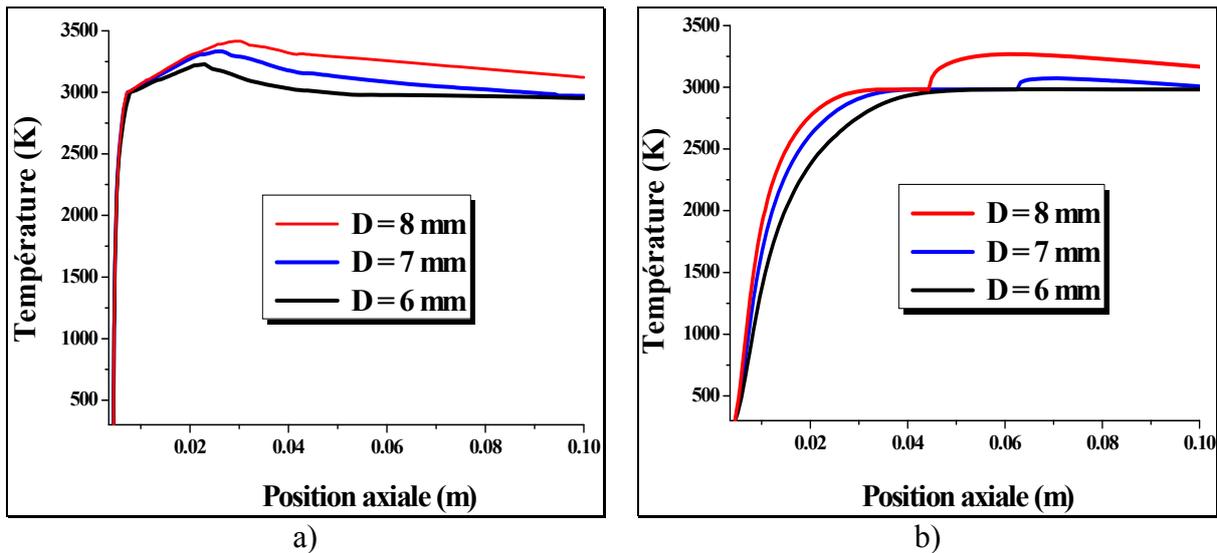


Figure IV-28 : Comparaison (a) des température à la surface et (b) au centre d'une particule de zircone de 25 μm de diamètre injectée dans des jets Ar-H₂ 25% vol. pour différents diamètres de tuyère

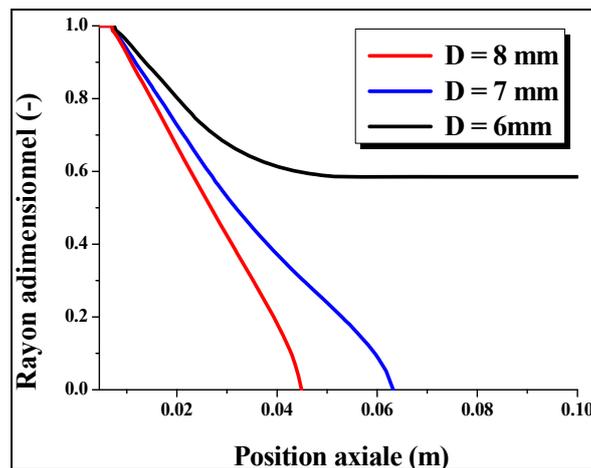


Figure IV-29: Effet du diamètre de la tuyère sur l'évolution du front de fusion dans une particule de zircone de 25 μm de diamètre injectée dans des jets Ar-H₂ 25% vol., 60 L.min⁻¹

Une autre conséquence évidente de l'effet du diamètre de la tuyère est celle sur les vitesses des particules. Sur la Figure IV-30 nous présentons l'évolution de la vitesse axiale de la même particule en fonction de sa position axiale pour les mêmes diamètres de tuyère. La vitesse de la particule, qui est un paramètre important dans la construction du dépôt, augmente avec la vitesse du jet plasma, et donc elle diminue quand le diamètre de la tuyère augmente.

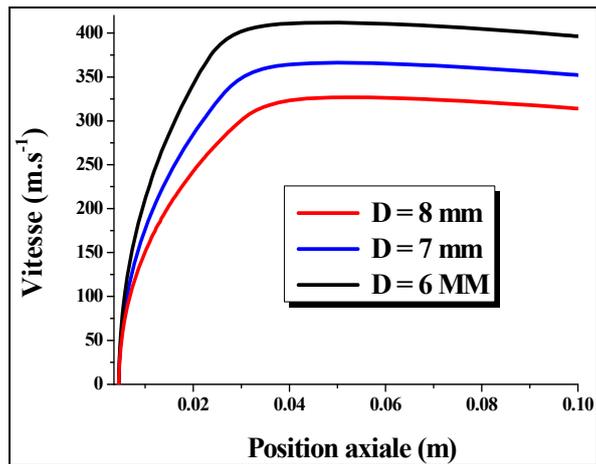


Figure IV-30: Effet du diamètre de la tuyère sur la vitesse d'une particule de zircon de 25 µm de diamètre injectée dans des jets Ar-H₂ 25% vol., 60 L.min⁻¹

Influence de la puissance électrique

Il est évident que les champs de température et de vitesse dans le jet plasma sont directement liés à la puissance électrique, comme le montre la comparaison, sur la Figure IV-31, des isothermes dans deux jets plasma simulés avec les mêmes paramètres du jet de référence, exceptée la puissance électrique qui est respectivement de 24 et 40 kW. Le rendement thermique de la torche diminue légèrement lorsque la puissance électrique croît ce qui se produit avec l'augmentation du courant d'arc, mais nous le supposons constant dans ce calcul. Remarquons que la température sur l'axe du jet est à mi-distance du substrat ($x = 0,05$ m) passe de 5000K pour une puissance de 24 kW à 7000K pour une puissance de 40 kW. Cette augmentation de température engendre une augmentation du volume et donc du débit volumique du gaz plasmagène. Le résultat, en première approximation, est une évolution du champ de vitesse dans le jet plasma comme l'on peut voir sur la Figure IV-32 où la différence de la vitesse du jet plasma sur l'axe dépasse les 400 m.s⁻¹ à mi-distance du substrat.

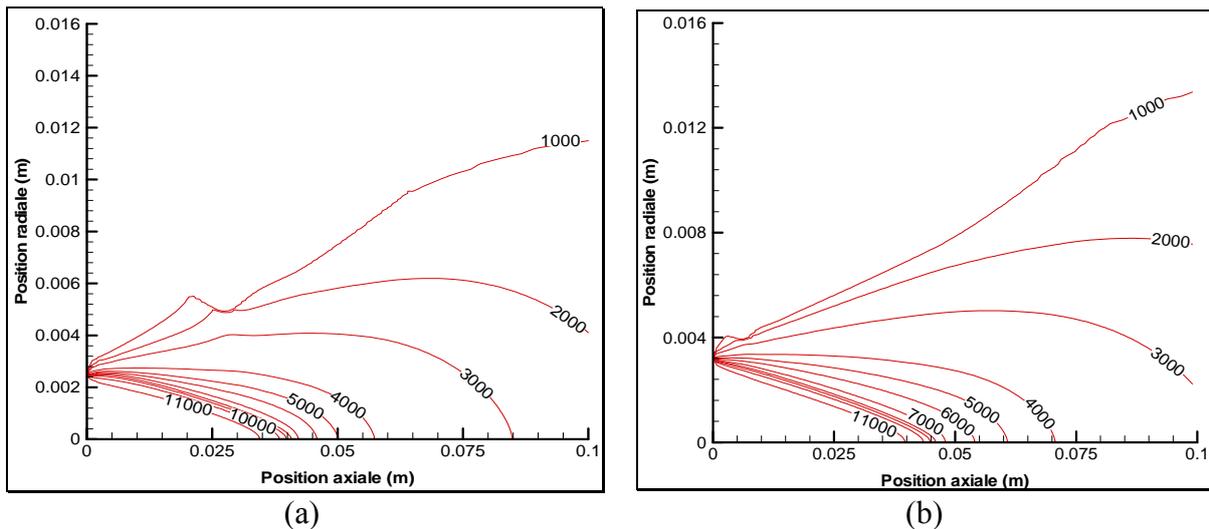


Figure IV-31 : Iso-températures dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H₂ 25% vol. 60 L.min⁻¹ avec des puissances de (a) 24 kW et (b) 40kW

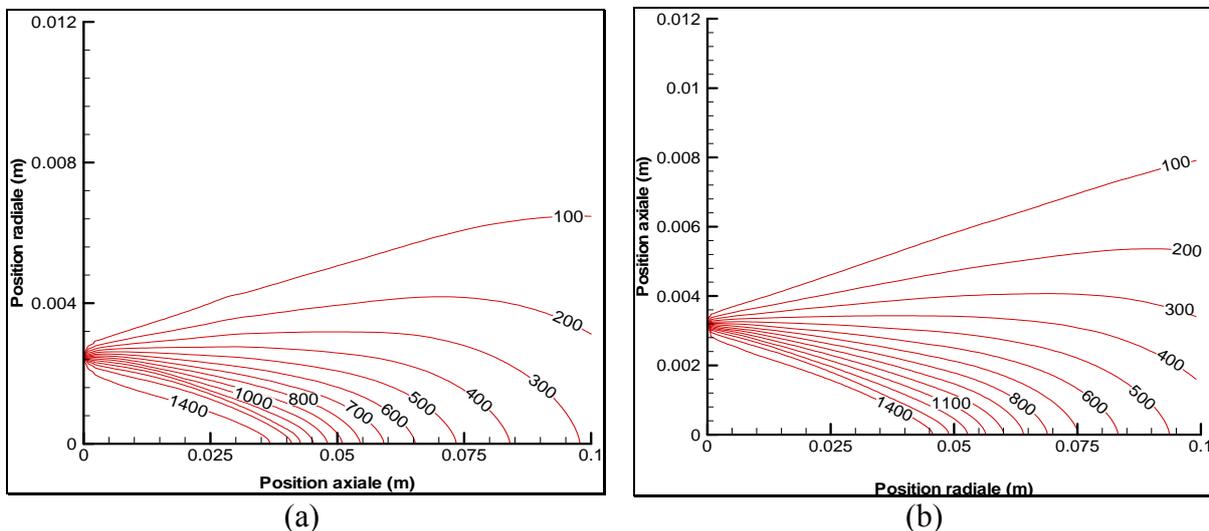


Figure IV-32 : Iso-vitesse dans le plan axial contenant l'injecteur pour des jets Ar-H₂ 25% vol. 60 L.min⁻¹ avec des puissances de (a) 24 kW et (b) 40kW

La Figure IV-33 présente l'évolution des températures à la surface et au centre d'une particule de zircone de 25 μm en diamètre suivant une trajectoire optimale dans le jet de référence et dans les deux jets précédemment cités ($P = 24$ et 40 kW). La température de la particule augmente avec la puissance électrique fournie à la torche, et une puissance de 24 kW n'est pas suffisante pour garantir la fusion totale des particules de cette taille car la température au centre n'atteint pas le point de fusion. Une puissance électrique élevée favorise donc l'échauffement des particules de poudre et aussi leur accélération, comme le montre la Figure IV-34 qui représente l'évolution de la vitesse de la même particule dans les conditions déjà citées. L'augmentation du débit volumique du gaz plasmagène à la suite de

celle de la puissance électrique, agit sur la vitesse de la particule qui augmente d'environ 40 m.s^{-1} à l'impact.

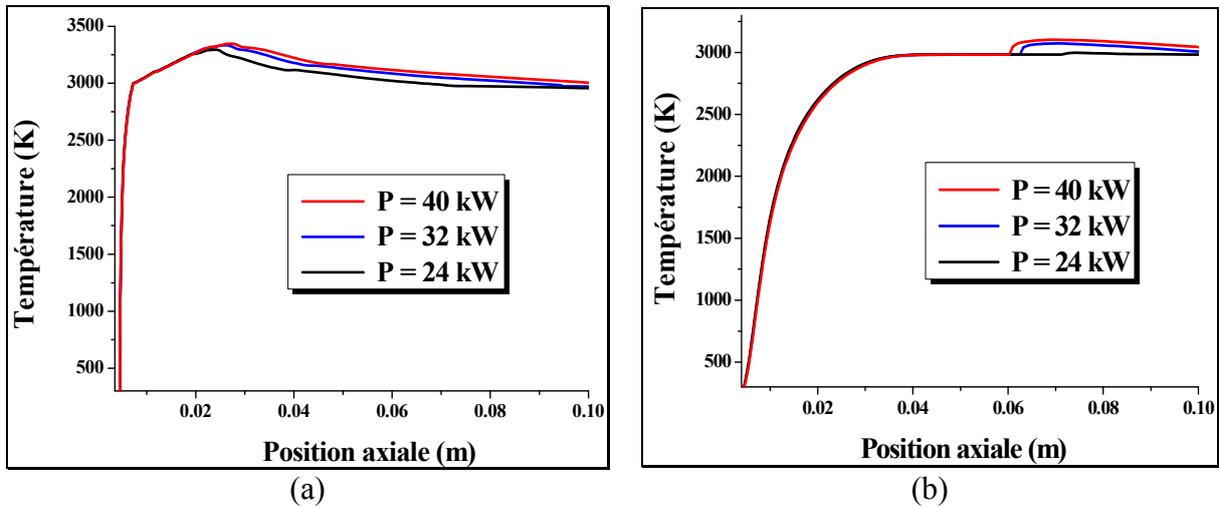


Figure IV-33 : Effet de la puissance électrique sur (a) la température de la surface et (b) du centre d'une particule de zirconium de $25 \mu\text{m}$ de diamètre injectée dans des jets Ar- H_2 25% vol. 60 L.min^{-1} , de différentes puissances

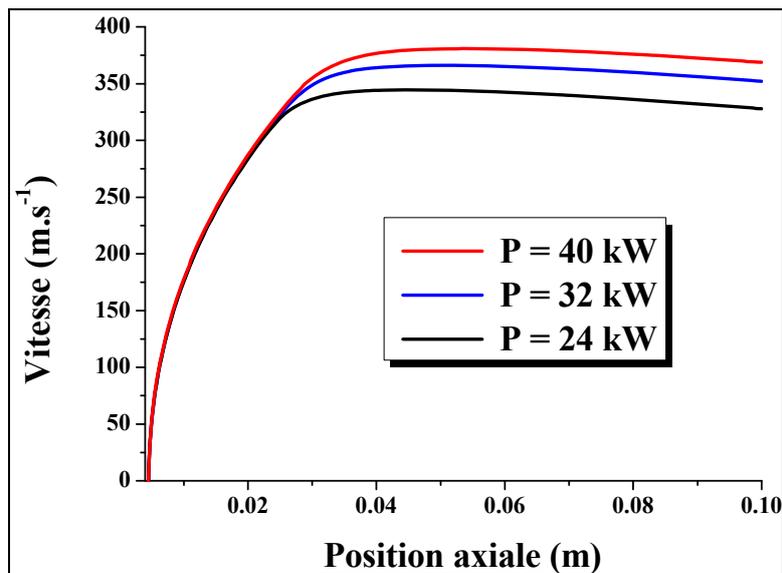


Figure IV-34 Effet de la puissance électrique sur la vitesse d'un particule de zirconium de $25 \mu\text{m}$ de diamètre injectée dans des jets Ar- H_2 25% vol. 60 L.min^{-1} , de différentes puissances

IV.2.4. Application du modèle à la projection de poudres nanométriques agglomérées

IV.2.4.1 Principe de la projection de poudres nanométriques agglomérées

La projection plasma des poudres nanométriques agglomérées est encore balbutiante mais montre déjà beaucoup d'avantages et de résultats prometteurs [13] comme l'amélioration de la résistance à l'abrasion et l'augmentation de la dureté de surface (projection de WC/Co). La projection de ces poudres agglomérées présente un défi majeur qui est de garder une partie de la structure nanocristalline (25 à 50 % du volume) de la particule jusqu'au substrat et lors de la formation du dépôt, comme l'explique la Figure IV-35. Ce qui implique un choix judicieux des conditions opératoires qui favorisent une fusion partielle des particules en surface et conservent la structure nanocristalline au cœur des particules.

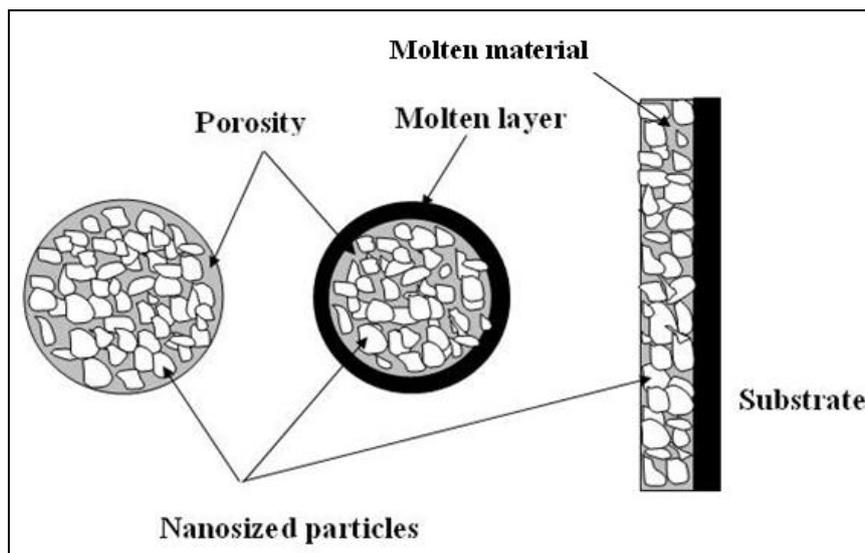


Figure IV-35 : Mécanisme de projection de particules nanocristallines agglomérées et formation du dépôt nanostructuré

IV.2.4.2 Adaptation du modèle thermique au traitement de particules nanostructurés agglomérés

Plusieurs travaux expérimentaux et de modélisation [13, 14, 15] ont traité de la projection de poudres nanométriques agglomérées pour obtenir des dépôts partiellement nanostructurés. Nous avons apporté les modifications nécessaires pour adapter le modèle thermique développé à la modélisation numérique du traitement de particules nanométriques

agglomérées. Le modèle doit prendre en compte l'effet de la porosité sur la conductivité thermique et la propagation de la chaleur dans la particule.

Evolution de la taille de la particule agglomérée au cours du traitement

Considérons une particule nanostructurée agglomérée de porosité α , immergée dans un jet plasma, sa fusion s'accompagne de l'élimination de la porosité présente dans le volume fondu, ce qui engendre, avec l'évaporation, la réduction de la taille de la particule et donc influe sa trajectoire. La variation de la taille de la particule due à l'élimination de la porosité est donc fonction de la vitesse du front de fusion \mathcal{G}_{sl} . Soit V_f le volume instantané fondu de la particule, il est donné par l'équation suivante :

$$V_f = \mathcal{G}_{sl} \cdot 4 \cdot \pi \cdot r_{sl}^2 \cdot dt \quad (\text{Eq 4.1})$$

où r_{sl} est la position du front de fusion.

La fraction de porosité contenue dans ce volume fondu est donnée par $(\alpha \cdot V_f)$. Si une vitesse fictive \mathcal{G}_α qui mesure le déplacement de la surface de la particule dû au départ de la porosité est considérée.

$$\alpha \cdot V_f = \mathcal{G}_\alpha \cdot 4 \cdot \pi \cdot r_p^2 \cdot dt \quad (\text{Eq 4.2})$$

Compte tenu de l'équation Eq.4-1

$$\mathcal{G}_\alpha = \alpha \cdot \mathcal{G}_{sl} \left(\frac{r_{sl}}{r_p} \right)^2 \quad (\text{Eq 4.3})$$

La variation totale de la taille de la particule sera caractérisée par la somme de \mathcal{G}_{sl} et \mathcal{G}_α .

$$\frac{dr_p}{dt} = \mathcal{G}_\alpha + \mathcal{G}_{sl} \quad (\text{Eq 4.4})$$

La conductivité thermique de la particule nanostructurée agglomérée

Les propriétés thermiques des matériaux poreux exprimées par une unité de masse, comme la chaleur spécifique ou la chaleur latente de fusion et d'ébullition, ne sont pas affectées par la porosité. Par contre la masse volumique et la conductivité thermique sont fortement liées à la porosité. Dans notre cas, l'air contenu dans les pores a une masse volumique négligeable par rapport à celle de la matrice solide, donc la masse volumique de la particule nanostructurée agglomérée est donnée par :

$$\rho_{eff} = \rho_s(1 - \alpha) \quad (\text{Eq 4.5})$$

En ce qui concerne la conductivité thermique, la littérature propose de nombreux modèles analytiques qui permettent de calculer la conductivité thermique effective κ_{eff} de matériaux biphasés en fonction des conductivités thermiques κ_1 et κ_2 des deux phases présentes et de leur fractions volumiques respectives. Ils peuvent être appliquées aux cas des matériaux poreux. Nous présentons l'essentiel de ces modèles, appliquées à un matériau poreux de porosité α , κ_s étant la conductivité de la matrice solide et κ_f celle du fluide présent dans les pores (l'air dans notre cas). Il faut distinguer :

- Le modèle parallèle : ce modèle suppose un arrangement des constituants (solide et fluide) parallèles à la direction du transfert de chaleur.

$$\kappa_{eff} = \alpha \cdot \kappa_f + \kappa_s(1 - \alpha) \quad (\text{Eq 4.6})$$

- Le modèle série : ce modèle suppose un arrangement des constituants (solide et fluide) série par rapport à la direction du transfert de chaleur.

$$\frac{1}{\kappa_{eff}} = \frac{\alpha}{\kappa_f} + \frac{1 - \alpha}{\kappa_s} \quad (\text{Eq 4.7})$$

Ces deux derniers modèles présentent l'inconvénient que l'hypothèse d'un transfert de chaleur unidirectionnel n'est pas réaliste pour des valeurs de conductivité thermique des constituants très différentes, ce qui est le cas des particules nanostructurées agglomérées. Les modèles présentés dans la suite sont dits inclusionnaires.

- Le modèle de Rayleigh [16] : considère un réseau de cylindres entourés de la phase solide et donne la conductivité thermique effective sous la forme suivante

$$\kappa_{eff} = \kappa_s + \frac{\kappa_f + \kappa_s + \alpha(\kappa_f - \kappa_s)}{\kappa_f + \kappa_s + \alpha(\kappa_s - \kappa_f)} \quad (\text{Eq 4.8})$$

- Le modèle de Maxwell [17] : traite le cas d'inclusions sphériques monodimensionnelles isolées dans une matrice solide, la conductivité thermique effective est donnée par

$$\kappa_{eff} = \kappa_s + \frac{\kappa_f + 2\kappa_s + 2\alpha(\kappa_f - \kappa_s)}{\kappa_f + 2\kappa_s + \alpha(\kappa_s - \kappa_f)} \quad (\text{Eq 4.9})$$

- Le Modèle de Schulz [18] : ce modèle est consacré aux matériaux poreux. Le calcul de la conductivité thermique effective se fait en fonction du taux de porosité, des conductivités du solide et du gaz et des paramètres prenant en compte la forme et l'orientation des pores. Dans le cas d'une porosité fermée, la conductivité thermique effective est donnée par

$$\kappa_{eff} = \kappa_s \left(1 - \alpha\right)^{\frac{1 - \cos^2 \varphi}{1 - F} + \frac{\cos^2 \varphi}{2F}} \quad (\text{Eq 4.10})$$

où F est un facteur de forme et $\cos^2 \varphi$ un paramètre d'orientation. L'équation (Eq 4.10) est la forme simplifiée du modèle de Schulz ne faisant pas intervenir la conductivité des pores.

- Le modèle de Landauer [19] suppose que le matériau peut être découpé en régions de phase 1 et 2 de tailles semblables. Chacune de ces zones est entourée de manière non préférentielle par des régions de phase 1 et 2 conformément aux fractions volumiques de chacune comme le montre la Figure IV-36. Il aboutit à l'expression suivante :

$$\kappa_{eff} = \frac{1}{4} \left[\hat{\kappa} + \left(\hat{\kappa}^2 + 8\kappa_s \kappa_f \right)^{1/2} \right] \quad (\text{Eq 4.11})$$

où

$$\hat{\kappa} = \kappa_f (3\alpha - 1) + \kappa_s (2 - 3\alpha) \quad (\text{Eq 4.12})$$

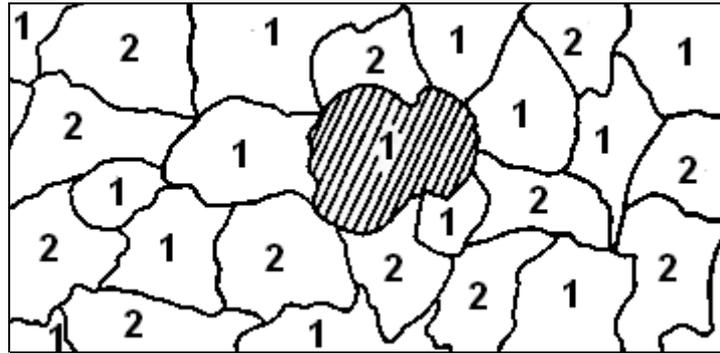


Figure IV-36 - Représentation du découpage en régions de phase 1 et 2 de tailles semblables selon Landauer

La Figure IV-37 illustre les variations, en fonction du taux de porosité, de la conductivité thermique effective de la zircone, de conductivité thermique $1,66 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, selon les modèles présentés ci-dessus. La conductivité des pores est de $0,026 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, ce qui correspond à la valeur de la conductivité de l'air à température ambiante. Pour le modèle de Schulz la conductivité thermique des pores n'est pas prise en compte. Le modèle de Schulz est calculé pour des pores sphériques (facteur de forme $F = 0,33$).

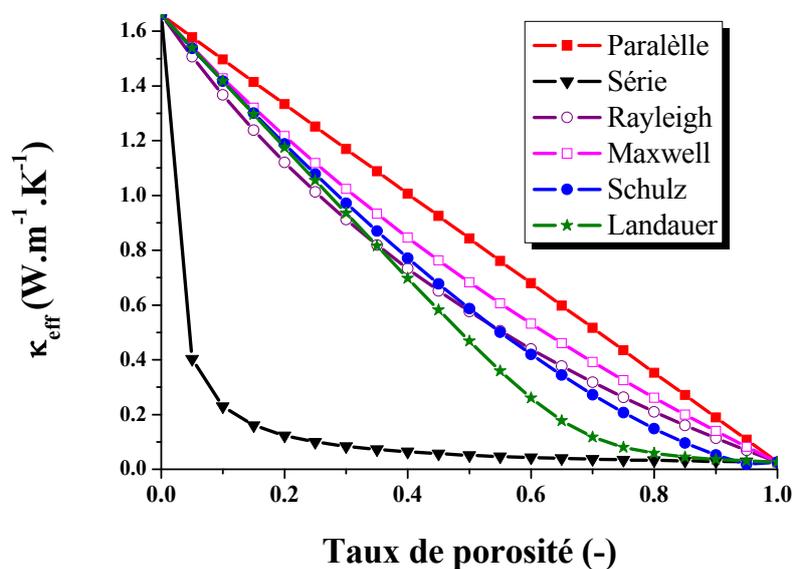


Figure IV-37: Evolution en fonction du taux de porosité de la conductivité thermique effective de la zircone calculée suivant différents modèles

Une approche macroscopique permet de quantifier l'effet des joints de grains sur la conductivité thermique d'un matériau poly-cristallin. Nan et Birringer [20] considèrent que la conductivité thermique n'est affectée qu'au voisinage des joints de grains dont l'épaisseur est inférieure au nanomètre. La discontinuité du réseau au niveau des joints de grains apparaît

comme une résistance en série avec celle des grains. La conductivité thermique d'une céramique polycristalline est alors donnée par la relation suivante :

$$\frac{1}{\kappa_{poly}} = \frac{1}{\kappa_{mono}} + nR_{int}^* \quad (\text{Eq 4.13})$$

où κ_{mono} est la conductivité du monocristal, κ_{poly} celle du matériau polycristallin, R_{int}^* est la résistance thermique de contact opposée par le joint de grains et n est le nombre d'interfaces par unité de longueur. Le nombre d'interfaces entre les monocristaux est donné par

$$n = \frac{N}{L - P_p} \quad (\text{Eq 4.14})$$

où N est le nombre de grains, L la dimension selon laquelle se transmet la chaleur et P_p la taille des pores. Dans notre cas, celui des particules nanostructurés agglomérés, nous considérons la résistance thermique des nanoparticules et la résistance thermique de contact entre elles, d'une façon analogue à l'équation (Eq 4.13), la résistance thermique effective sera donnée par :

$$\frac{1}{\kappa_{eff}} = \frac{1}{\kappa_s} + nR_{int}^* \quad (\text{Eq 4.15})$$

Toutefois, le problème majeur est celui de la taille des particules. En effet, en supposant des particules nanométriques de 10 nm, pour une particule agglomérée micrométrique de 30 μm il y a 3000 contacts qui vont donner un rôle prépondérant à R_{int}^* sur la valeur de κ_{eff}

IV.2.4.3 Résultats

La Figure IV-38 montre les résultats de la simulation de la température au centre d'une particule de zircono nanostructurée agglomérée de 60 μm en diamètre et de porosité 40%. La simulation a été faite avec différentes valeurs de conductivité thermique, calculées selon les différentes lois citées ci-dessus. La conductivité thermique selon la loi de Schulz a été estimée avec un facteur de forme $F = 0,33$ (pores sphériques). Le modèle en série n'a pas été utilisé car il donne une conductivité très faible et quasi nulle ($6 \cdot 10^{-2} \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$). Les lois parallèle et de Nan donnent respectivement les bornes supérieure et inférieure de la conductivité

thermique et donc les valeurs supérieure et inférieure de température. Pour les autres lois, une légère différence de conductivité thermique effective pour la valeur considérée de la porosité se traduit par des valeurs proches de température au centre de la particule.

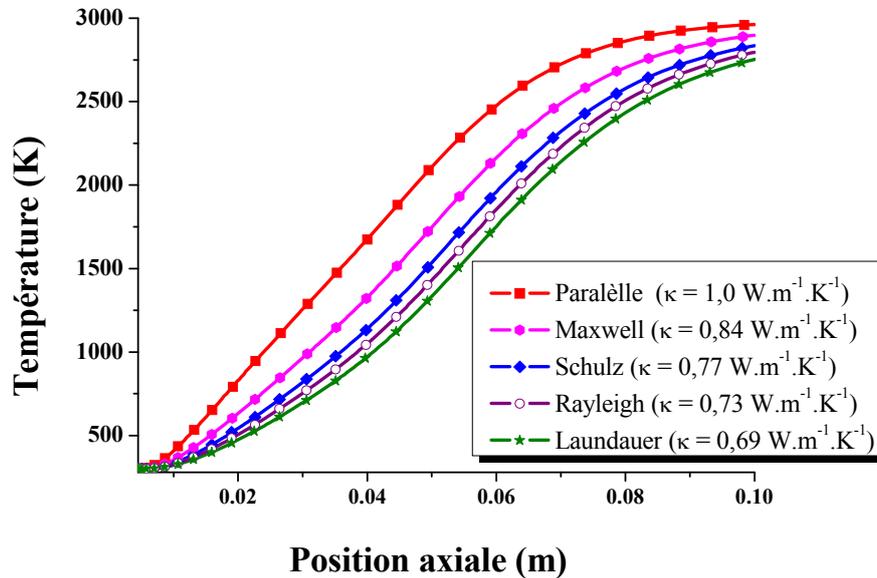


Figure IV-38: Evolution de la température au centre d'une particule de zircone nanostructurée agglomérée de 60 µm de diamètre et de 40% de porosité, injectée dans le jet plasma de référence

La Figure IV-39 montre l'évolution de la position du front de fusion dans la même particule. Le constat précédent relatif à la température au centre de la particule est valable pour le front de fusion. La loi parallèle donne une conductivité thermique effective de 1,0 W.m⁻¹.K⁻¹, qui présente la borne supérieure de l'estimation de cette propriété thermique et de la propagation du front de fusion qui atteint 50 % du rayon initial. Par contre l'estimation de la conductivité thermique effective selon la loi de Nan donne la plus faible valeur et ainsi le taux de fusion le moins importants. Les autres lois donnent des valeurs proches de la conductivité thermique effective (de 0,69 à 0,84 W.m⁻¹.K⁻¹) et des tailles semblables pour le cœur nanostructuré préservée (de 54 à 58 % du rayon initial).

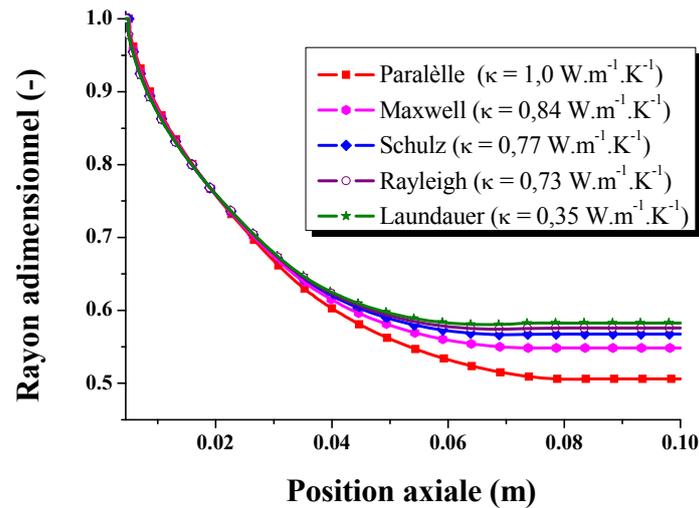


Figure IV-39 : Evolution du front de fusion dans une particule de zircone nanostructurée agglomérée de 60 µm de diamètre et de 40% de porosité, injectée dans le jet plasma de référence

Concernant le modèle de Nan, nous considérons une particule de zircone agglomérée nanostructurée de 50 µm de diamètre et de 50% porosité, constituée d'agglomérats de nanoparticules de taille moyenne de 2µm, les nanoparticules ayant une taille moyenne de 50 nm. Les évolutions de la température au centre et du front de fusion de la particule nanostructurée agglomérée sont présentées sur la Figure IV-40. Sa conductivité thermique a été évaluée selon le modèle de Nan pour différentes valeurs de la résistance thermique de contact entre les particules. Remarquons que pour une résistance thermique de contact entre les nanoparticules de $10^{-8} \text{ m}^2.\text{K}.\text{W}^{-1}$, correspondant à une conductivité thermique de $0,99 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, la particule fond totalement et la nanostructure n'est pas préservée puisque le front de fusion arrive au centre de la particule juste avant son impact. Pour des valeurs plus faibles de la résistance thermique de contact de 10^{-7} et $5.10^{-7} \text{ m}^2.\text{K}.\text{W}^{-1}$ correspondant à des résistances thermiques respectives de $0,22$ et $0,38 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$, le particule arrive à la fin de son traitement avec un noyau solide nanostructuré dont le volume est évalué respectivement à 9,57 % et 10,64 % du volume initial de la particule.

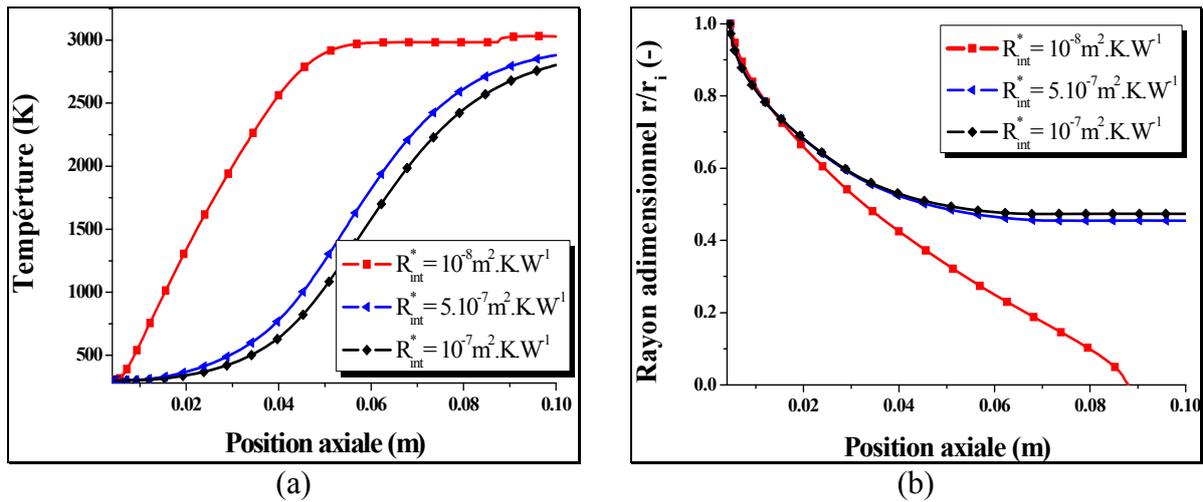


Figure IV-40 : Effet de la résistance thermique de contact entre les nanoparticules sur l'évolution de la température au centre d'une particule de zircon nanostructurée agglomérée de 50 μm de diamètre et de 50% de porosité, injectée dans le jet plasma de référence

Dans la suite du travail nous optons pour la loi de Schulz qui, rappelons-le, est consacrée à la détermination de la conductivité thermique de matériaux poreux [21], dans sa forme simplifiée, ne faisant pas intervenir la conductivité thermique des pores. Sur la Figure IV-41 est présentée l'évolution axiale du front de fusion dans des particules de zircon nanostructurées agglomérées de même taux de porosité (40%) et de différents diamètres. La particule de 40 μm fond totalement et sa nanostructure est totalement détruite, tandis que les particules de 50 et 60 μm en diamètres conservent respectivement 35 et 56 % de leurs diamètres initiaux et donc respectivement 4,2 % et 17 % de la nanostructure. Le taux du volume de la matière nanostructurée dans le dépôt est donc fortement lié à la granulométrie de la poudre projetée.

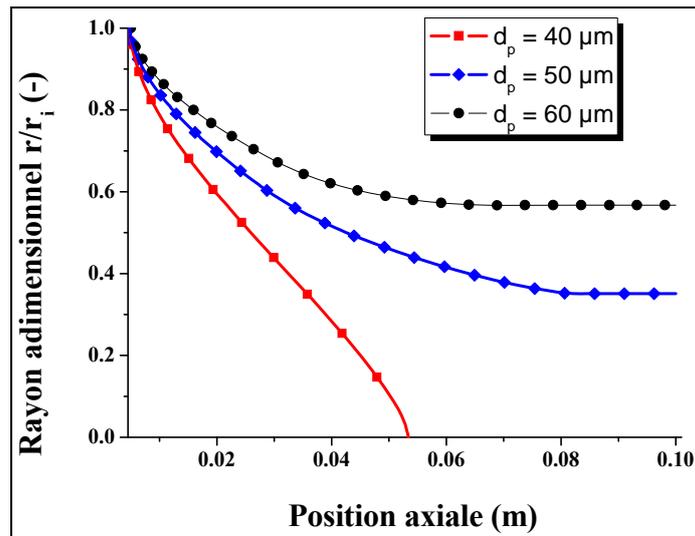


Figure IV-41 : Evolution du front de fusion dans des particules de zircone nanostructurée agglomérée de différents diamètres et de 40% de porosité, injectées dans le jet plasma de référence

La Figure IV-42 montre la propagation de la fusion dans des particules nanostructurées agglomérées de même diamètre, 60 μm , mais de différents taux de porosité. Les résultats montrent que la fusion dépend de la porosité. En effet, quand la porosité augmente la quantité de matière solide se réduit, et, à énergie thermique absorbée égale, la fusion sera plus facile. Notons qu'avec un faible taux de porosité, 20% en l'occurrence, la matrice nanostructurée est mieux préservée, mais un front de solidification apparaît à la surface de la particule en fin de traitement. Ceci démontre que la porosité est un paramètre à optimiser en fonction des conditions opératoires et notamment en fonction de la granulométrie de la poudre projetée.

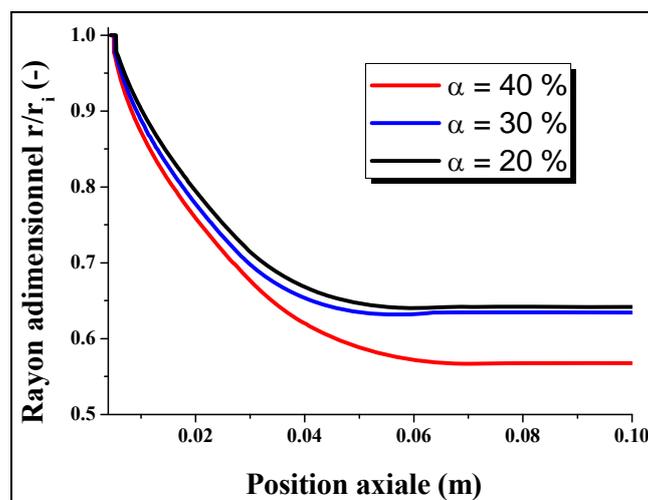


Figure IV-42 : Evolution du front de fusion dans une particule de zircone nanostructurée agglomérée de 60 μm de diamètre pour différentes valeurs de porosité, injectée dans le jet plasma de référence

Les variations de la taille des mêmes particules sont présentées sur la Figure IV-43. Ce phénomène est dû en partie à l'évaporation mais essentiellement à l'élimination de la porosité à la suite à la propagation du front de fusion. Comme il est prévisible, plus la porosité est importante, plus la taille de la particule est faible à l'impact. Ainsi la particule de 60 μm voit sa taille réduite de 5% avec une porosité de 20% et de 15% avec une porosité de 40%.

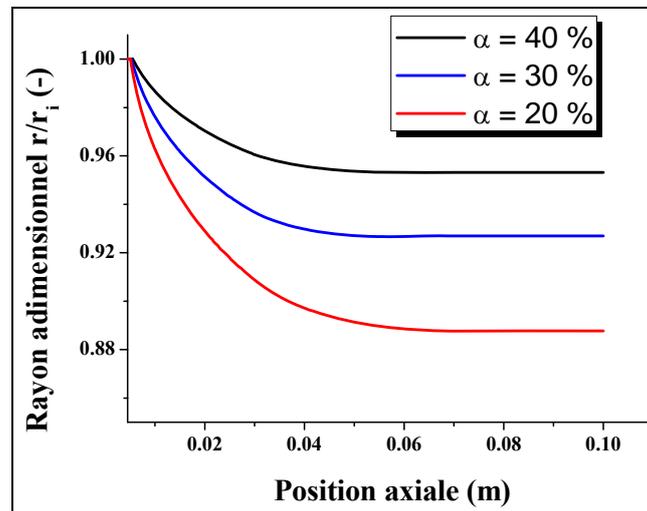


Figure IV-43 : Evolution du diamètre d'une particule de zircono nanostructurée agglomérée de 60 μm de diamètre pour différentes valeurs de porosité, injectée dans le jet plasma de référence

Noel [22] a optimisé le pourcentage de matière nanostructurée préservée lors de la projection avec une torche PTF4 d'une poudre Nanox® (-60+20 μm avec $d_{50} = 38 \mu\text{m}$). Le pourcentage de matière nanostructurée dans les dépôts réalisés a été déterminé par analyse d'image et le meilleur résultat, 15 % a été obtenu avec une torche de diamètre de tuyère de 6 millimètres avec gaz plasmagène Ar-H₂ (12 % vol.) de débit du gaz de plasma 1.5 g.s⁻¹. L'énergie thermique dissipée dans le gaz est 20.11 kW. Le calcul montre que pour les particules de taille moyenne de 38 μm injectées avec la vitesse d'injection optimale, le pourcentage moyen de nanostructure restant dans les particules à l'impact est de 17.8 % (Figure IV-44). Les petites particules de taille de 20 μm ayant la même vitesse d'injection que les particules de taille moyenne sont complètement fondues alors que celles de 60 μm ont une surface solide au moment de l'impact sur le substrat. De tels calculs sont évidemment seulement indicatifs mais ils donnent de bonnes tendances par rapport aux résultats des expériences de Noel [22] avec la torche PTF4.

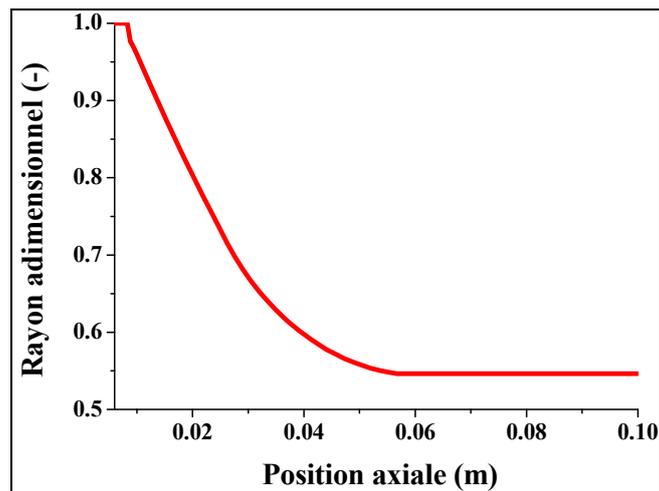


Figure IV-44 : Front de fusion dans une particule Nanox® de 39 µm de diamètre injectée dans un jet Ar-H₂ (12 % vol)

IV.3. Modèle de dispersion de la poudre

IV.3.1. Profil radial de vitesse du gaz porteur

La Figure IV-45 montre le profil radial du gaz porteur dans un injecteur droit de 1,5 mm de diamètre et de longueur de 70 mm, pour différents débits de gaz porteur, l'argon en occurrence. La taille de la couche limite à la paroi, qui est laminaire par hypothèse, est inversement proportionnelle au débit du gaz. La turbulence se développe dans la zone de proche paroi.

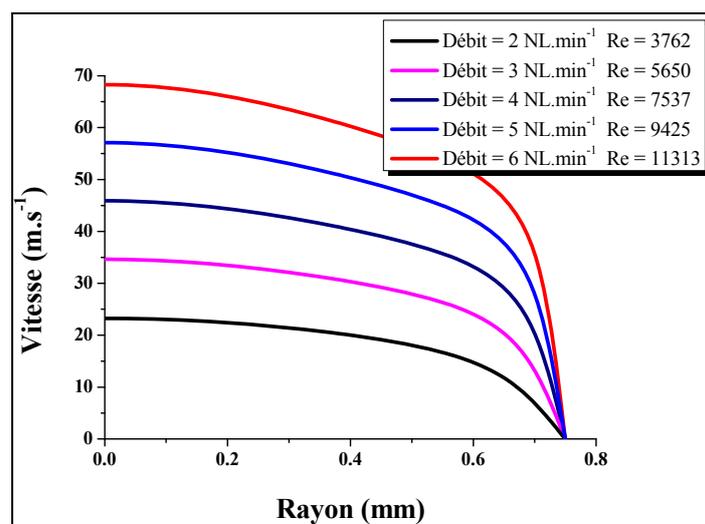


Figure IV-45: Profil radial de vitesse du gaz porteur dans un injecteur de 1,5 mm de diamètre et de 70 mm de longueur, pour différents débits d'argon

IV.3.2. Trajectoire d'une particule

Considérons le transport d'une particule isolée dans un injecteur de 1,5 mm de diamètre et de 70 mm de longueur. La Figure IV-46 montre la trajectoire d'une particule d'alumine de 30 μm de diamètre transportée par l'argon comme gaz porteur avec un débit de 2 L.min⁻¹. La position initiale, au centre du repère, et la vitesse initiale ($v_x = 10 \text{ m.s}^{-1}$, $v_y = 5 \text{ m.s}^{-1}$, $v_z = 0 \text{ m.s}^{-1}$) ont été choisies de façon à ce que la particule ait une trajectoire dans le plan (x, y). La particule prend une trajectoire en zigzag dont les changements de direction ont lieu quand elle entre en collision avec les parois. La distance entre deux collisions augmente continuellement car la vitesse axiale augmente grâce à la quantité de mouvement donnée par le gaz et la vitesse radiale diminue par friction après les collisions, le facteur de frottement f ayant été arbitrairement pris à la valeur $f = 0,9$.

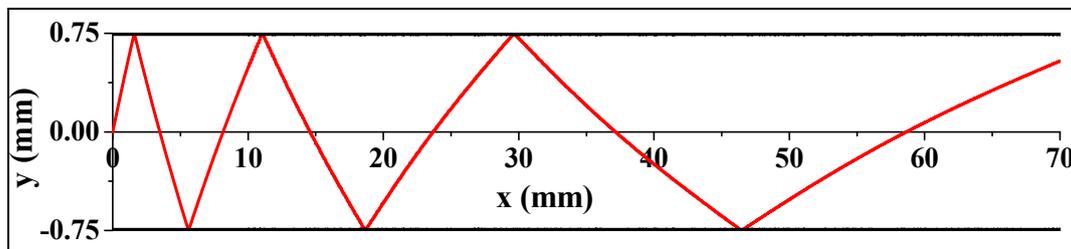


Figure IV-46 : Trajectoire d'un particule d'alumine de 30 μm de diamètre dans un injecteur de 1,5 mm de diamètre portée par de l'argon à 2 L.min⁻¹

Pour visualiser l'effet du débit du gaz porteur sur la particule, nous suivons la trajectoire de la même particule d'alumine sous deux différents débits de gaz porteur. La Figure IV-47 montre les trajectoires d'une particule d'alumine de 30 μm de diamètre sous deux débits d'argon, respectivement 2 et 4 L.min⁻¹. L'augmentation du débit de gaz porteur accélère la particule ce qui se traduit par un allongement des zigzags et la réduction des nombres de collisions.

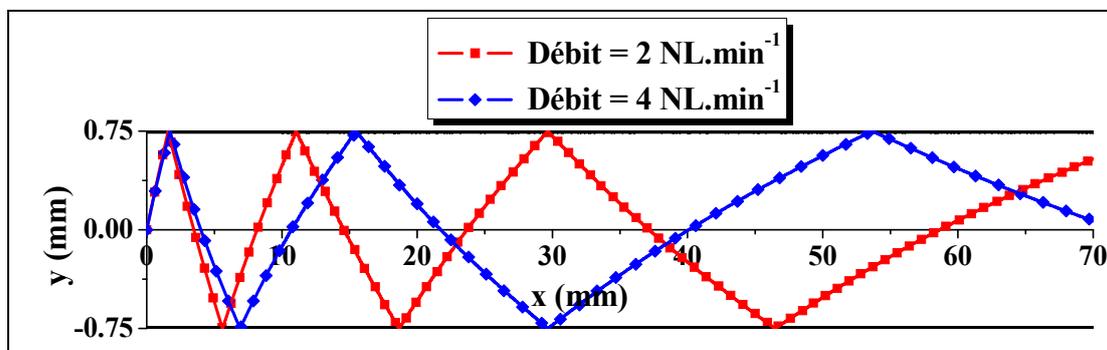


Figure IV-47 : Effet du débit du gaz porteur sur la trajectoire d'une particule d'alumine de 30 μm de diamètre

Un autre paramètre qui contrôle la trajectoire de la particule est sa masse, comme cela est montré sur la Figure IV-48 qui compare les trajectoires de deux particules d'alumine de 30 et 50 μm de diamètre de même vitesse initiale (10 m.s^{-1}). Bien que la deuxième particule présente une section efficace presque trois fois plus importante que la première, elle est moins accélérée que la petite particule qui a une masse environ cinq fois moins importante. En effet l'accélération de la particule dépend du rapport des forces appliquées par la masse, la force est proportionnelle à r^2 alors que la masse varie comme r^3 , donc l'accélération est inversement proportionnelle au rayon.

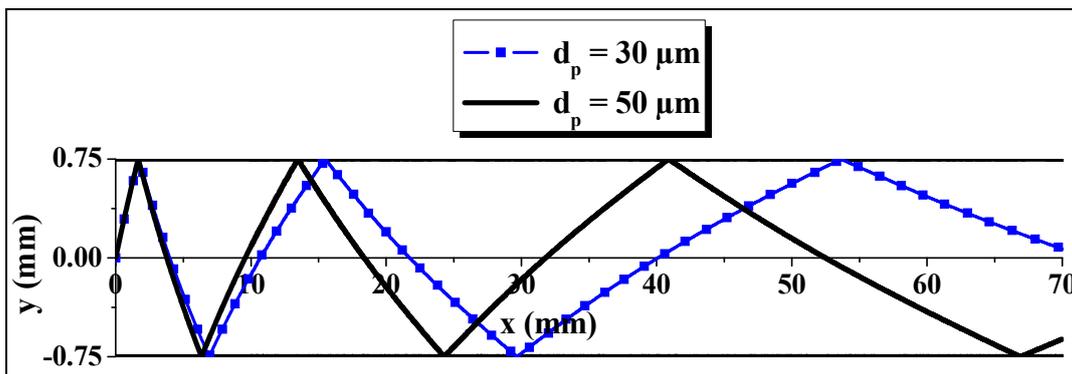


Figure IV-48 : Effet de la taille de la particule sur la trajectoire

Une façon de valider le calcul des collisions est d'examiner un cas théorique simple dont les résultats sont facilement prévisibles, comme celui de deux particules identiques de fer de 25 μm lancées dans le plan (x, y) de deux positions diamétralement opposées ($y_{p1} = -y_{p1} = R_i / 2$) et avec deux vitesses radiales opposées ($u_{rp1} = -u_{rp2} = 4 \text{ m.s}^{-1}$). Comme nous pouvons le prévoir les deux particules entrent en collision au niveau de l'axe du jet pour les deux trajectoires, présentées sur la Figure IV-49, sont symétriques par rapport à l'axe de l'injecteur.

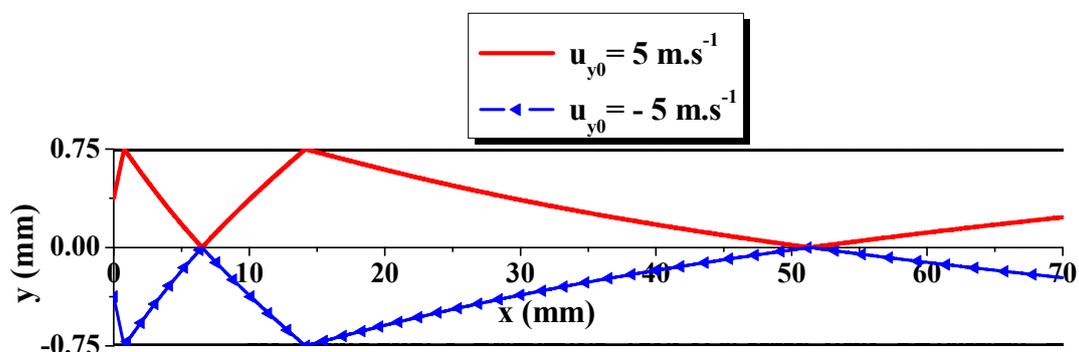


Figure IV-49 : Validation du calcul des collisions interparticulaires

Sur la Figure IV-50 nous présentons les trajectoires de trois particules de même diamètre (25 μm) et de même vitesse initiale. Le particule d'alumine, qui présente une masse

volumique environ la moitié de celle du fer acquière une vitesse axiale plus importante et le « zigzag » que trace sa trajectoire est plus « allongé » étant donné qu'elle entre moins souvent en collision avec les parois.

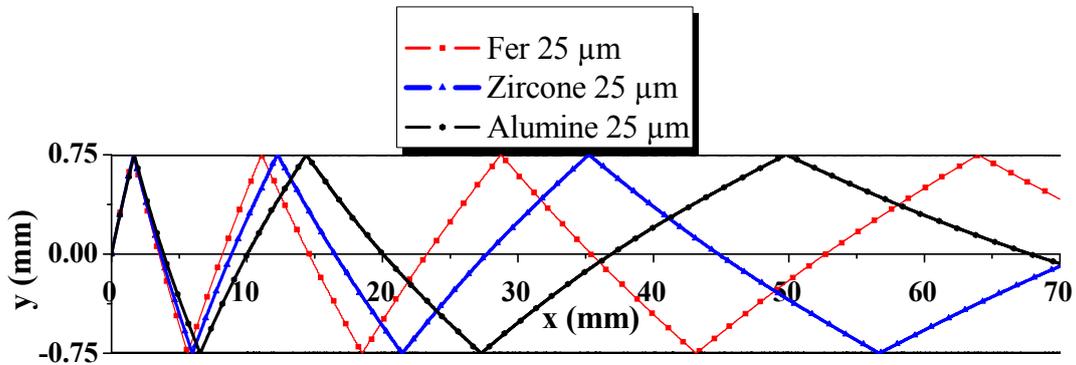


Figure IV-50 : Trajectoire de particules de différents matériaux, de 25 µm de diamètre dans un injecteur de 1,5 mm de diamètre portées par de l'argon à 3 L.min⁻¹

IV.3.3. Etude de la dispersion de deux poudres

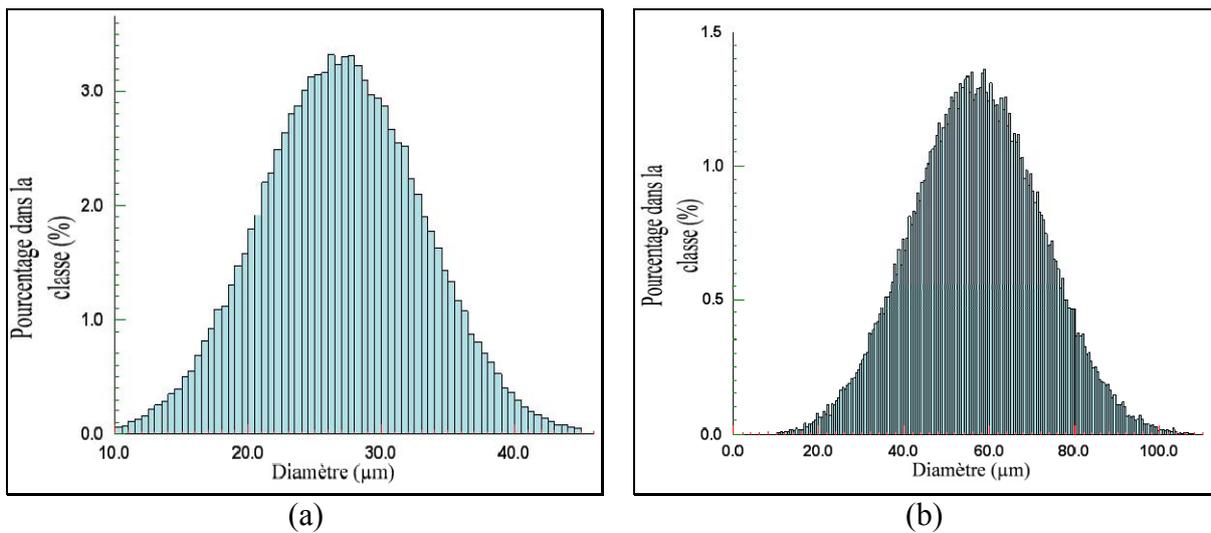


Figure IV-51 : Distributions granulométriques simulées des poudres d'alumine -45+10 et (b et d) de zircone -110+10

Dans ce paragraphe, les résultats de la simulation de deux poudres différentes, l'alumine -45+10 et la zircone -110+10, sont discutés. Il s'agit de deux poudres usuellement utilisées en projection plasma. Les distributions granulométriques simulées sont présentées sur la Figure IV-51. Chacune des deux simulations traite du transport de 32000 particules dans un injecteur de 1,5 mm de diamètre. Les propriétés des deux poudres et les conditions opératoires sont résumées dans le Tableau IV-5. Notons que le temps de calcul a été de 4 h 23 min pour la poudre l'alumine contre 1 h 30 min pour la poudre de zircone.

Tableau IV-5 : Propriétés des poudres utilisées et conditions opératoires

Paramètres	Alumine -45+10	Zircone -110+10
Débit massique (kg.h ⁻¹)	1	1
Masse volumique (kg.m ⁻³)	3900	5680
Diamètre inférieur (µm)	10	10
Diamètre moyen (µm)	27	57
Diamètre maximum (µm)	45	110
Écart-type	6	20
Gaz porteur	Argon	Argon
Débit (L.min ⁻¹)	4	2,5
Diamètre de l'injecteur (mm)	1,5	1,5
Longueur de l'injecteur (mm)	70	70
Coefficient de frottement (-)	0,9	0,9

IV.3.3.1 Distribution des particules sur la section de sortie de l'injecteur

Sur la Figure IV-52 sont présentés les nuages de points représentant les positions des particules dans la section de sortie de l'injecteur. Aucune ségrégation majeure ne se dégage et les particules semblent être bien réparties sur la section de l'injecteur. Les histogrammes de la distribution radiale des particules selon leurs diamètres, Figure IV-53 (a) et Figure IV-53 (b), ne montrent aucune ségrégation et la taille moyenne dans chaque classe est à peu près égale à la taille moyenne de la poudre, soit 27 µm pour l'alumine et 57 µm pour la zircone.

L'histogramme de la Figure IV-53 montre la distribution radiale du nombre de particules. Le pourcentage dans chaque classe est proportionnel au rayon car la surface décrite par une classe augmente en r^2 et à distribution uniforme, le nombre de particules augmente avec la surface. Nous remarquons une concentration plus importante près des parois, ce qui est essentiellement dû à la faible vitesse du gaz et au régime laminaire à leur voisinage.

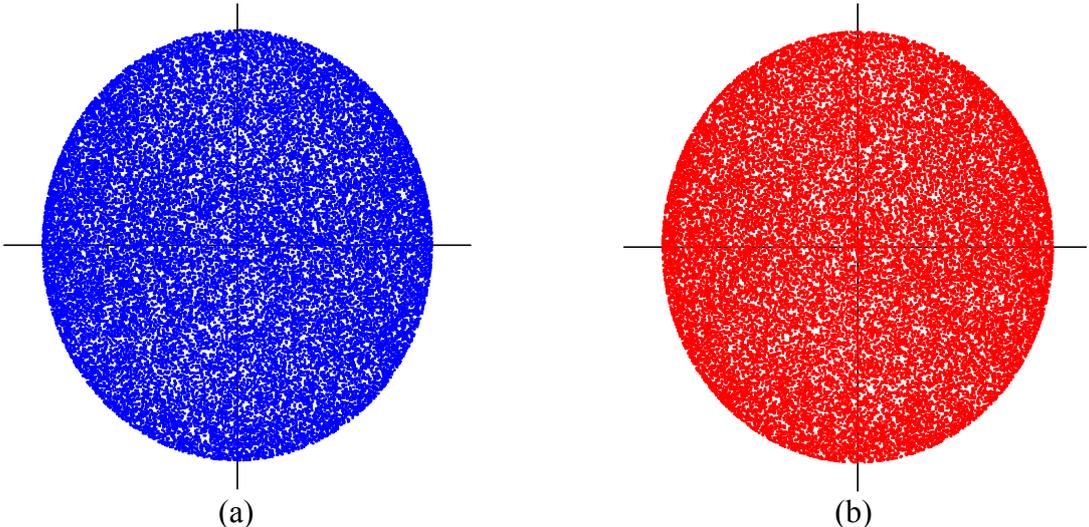


Figure IV-52 : Distribution en sortie de l'injecteur des particules (a) d'alumine et (c) de zirconie

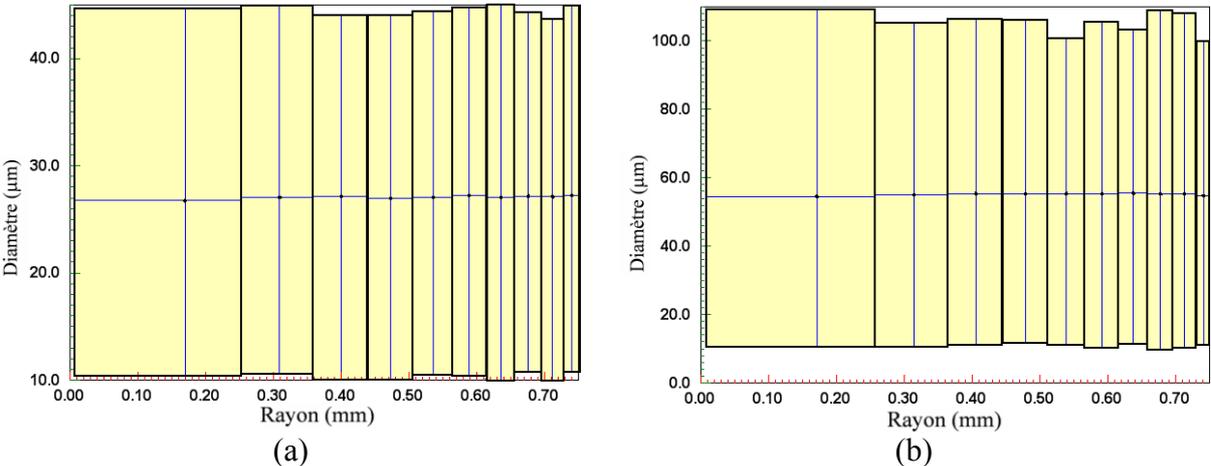


Figure IV-53 : Histogramme de distribution en sortie de l'injecteur des positions radiales en fonction du diamètre des particules (a) d'alumine et (b) de zirconie

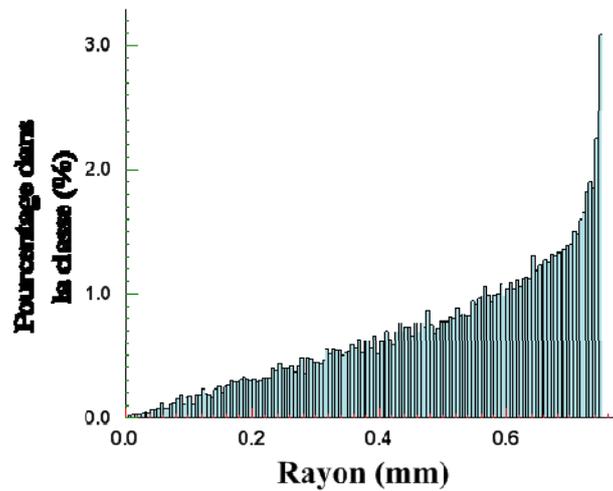


Figure IV-54 : Distribution en sortie de l'injecteur des particules d'alumine en fonction du rayon

IV.3.3.2 Distribution de la vitesse

Les Figure IV-55 et Figure IV-56 présentent les distributions de vitesses des particules à la sortie de l'injecteur pour les deux poudres considérées. Dans les deux cas, la vitesse suit une distribution gaussienne centrée sur une vitesse moyenne égale à la vitesse moyenne du gaz porteur, soit environ 38 m.s^{-1} dans le cas de l'alumine et 24 m.s^{-1} dans le cas de la zircone. Ce résultat permet d'optimiser le débit du gaz porteur en fonction de la taille moyenne des particules et du jet plasma afin de donner au plus grand nombre des particules une trajectoire optimale.

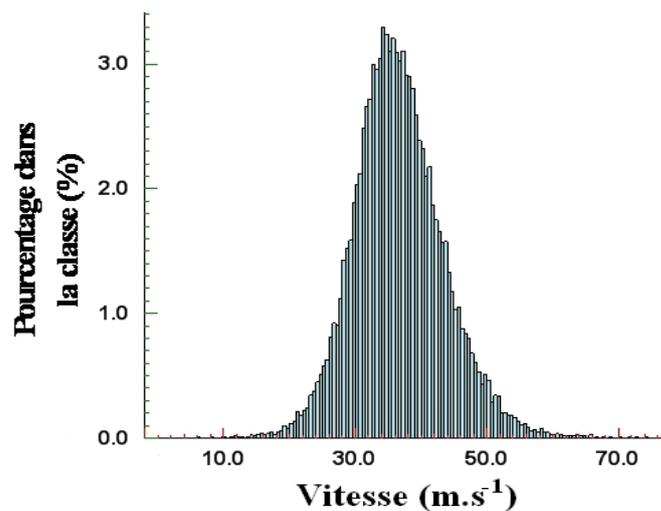


Figure IV-55 : Distribution à la sortie de l'injecteur de la vitesse des particules d'une poudre d'alumine -45+10

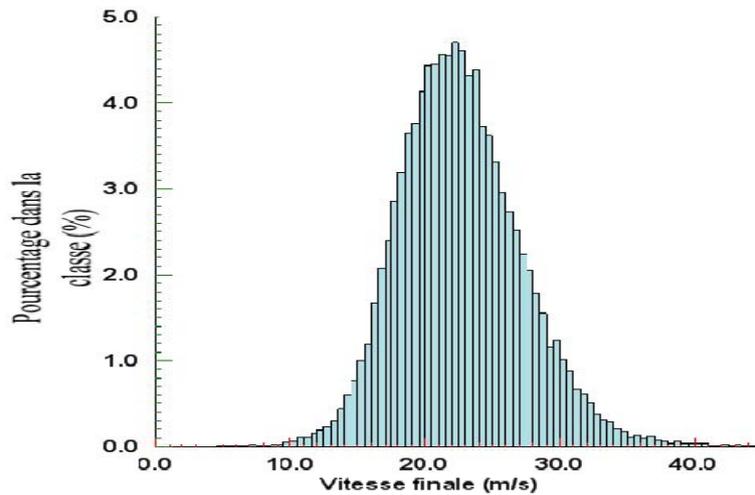


Figure IV-56 : distribution à la sortie de l’injecteur de la vitesse des particules d’une poudre de zircone -110+10

Sur la Figure IV-57 sont tracés les histogrammes des distributions de la vitesse des particules des deux poudres étudiées en fonction de leurs diamètres. La première remarque est que les classes des particules de petites tailles ont les plus grandes étendues en vitesse, en effet elles peuvent avoir de faibles vitesses en se déplaçant dans les zones laminaires proche-parois comme elles peuvent avoir des grandes vitesses en gagnant en quantité de mouvement par collisions avec des particules de plus grandes tailles. Notamment dans le cas de la zircone -110+10, où le rapport de volumes des particules de 10 et 110 μm est d’environ 1330. La deuxième remarque est que quel que soit la classe de taille des particules, la vitesse moyenne est pratiquement la même dans chaque classe (la valeur de la ligne horizontale). De plus elle est égale à la vitesse moyenne du gaz porteur, soit environ $47 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le cas dans le cas de l’alumine avec un débit de $5 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ et de $23,5 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ dans le cas de la zircone avec un débit de $2,5 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$.

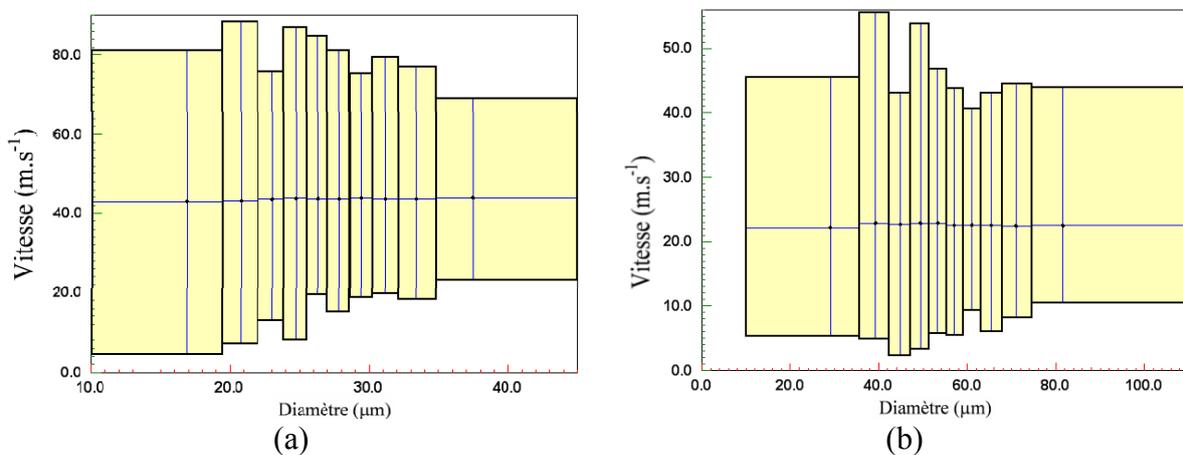


Figure IV-57 : Distribution en sortie de l’injecteur de la vitesse des particules (a) d’alumine et (b) de zircone en fonction de leurs diamètres

IV.3.3.3 Distribution de l'angle δ

Sur la Figure IV-58 la distribution de l'angle δ à la sortie de l'injecteur pour les particules de poudres d'alumine -45+10 et de zircone -110+10 est présentée. Ce paramètre de dispersion définit l'angle entre le vecteur vitesse de la particule et de l'axe de l'injecteur. Les résultats confirment le constat expérimental du cône de demi angle de 20° . En effet 93% des particules d'alumine et 94% des particules de zircons on des vecteurs vitesses contenus dans ce cône. Notons aussi que la distribution est symétrique et centrée sur zéro, étant donnée la symétrie de la géométrie du système étudié et l'équiprobabilité des valeurs positives et négatives de δ .

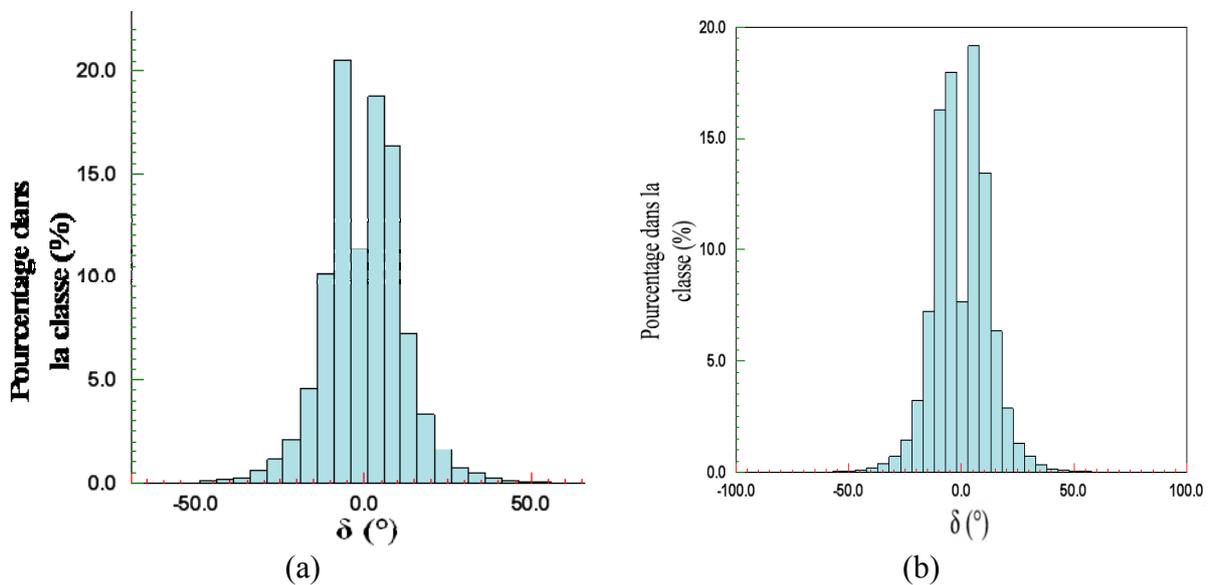


Figure IV-58 : Distribution de l'angle δ à la sortie de l'injecteur pour les particules (a) d'alumine -45+10 et (b) de zircone -110+10

Sur les histogrammes de la Figure IV-59 nous examinons la distribution de l'angle δ des particules des deux poudres étudiées. La valeur moyenne de δ est nulle non seulement pour l'ensemble des particules mais dans chaque classe de tailles. Donc aucune ségrégation ne se dégage relativement à l'angle δ .

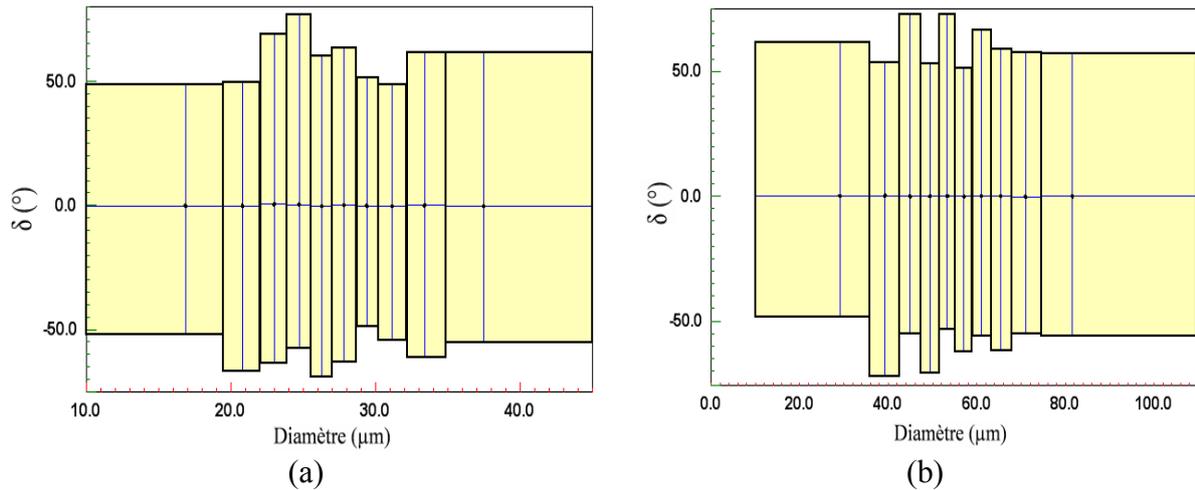


Figure IV-59 : Distribution en sortie de l'injecteur de l'angle δ des particules (a) d'alumine et (b) de zircone en fonction de leurs diamètres

Pour vérifier expérimentalement ce résultat, considérons les poudres d'alumine -45+10 et de la zircone -110+10, dont les granulométries sont cette fois mesurées par granulométries laser et présentées sur la Figure IV-60. Ces deux poudres sont injectées dans les mêmes conditions opératoires que celles définies dans le Tableau IV-5, mais en dehors des conditions plasma. Les particules sont récupérées dans une rangée de tubes à essais (Figure IV-61) placés sous l'injecteur dans le plan orthogonal à l'axe de celui-ci, comme schématisé sur la Figure IV-62. La position du tube où arrive une particule quelconque est fonction de l'angle δ propre à cette dernière. Donc une ségrégation quelconque se traduira par des granulométries différentes d'un tube à un autre.

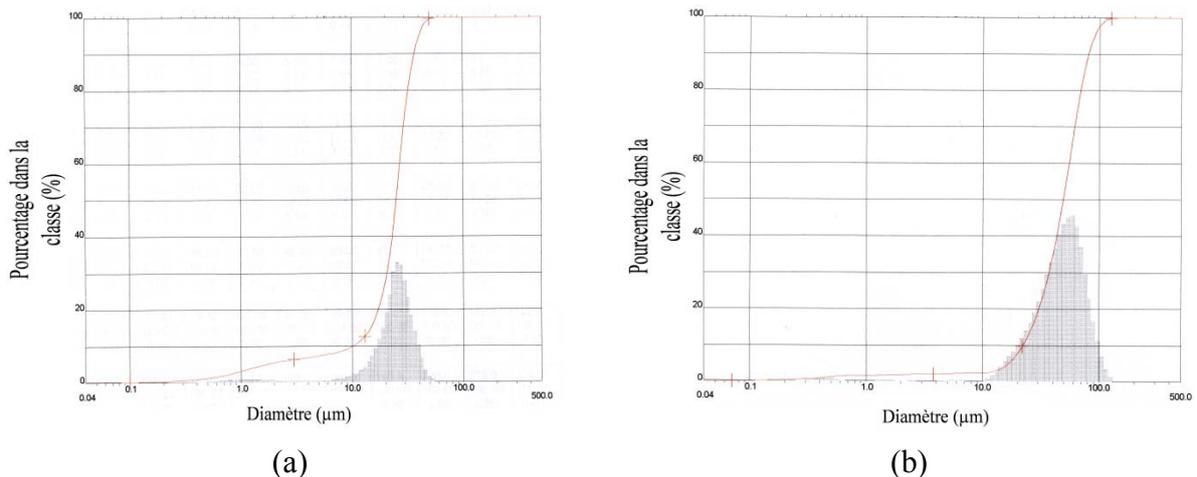


Figure IV-60 : Granulométries de (a) l'alumine -45+10 et (b) de zircone -110+10 mesurées par granulomètre laser



Figure IV-61 : Dispositif de récupération de poudre au dessous de l'injecteur

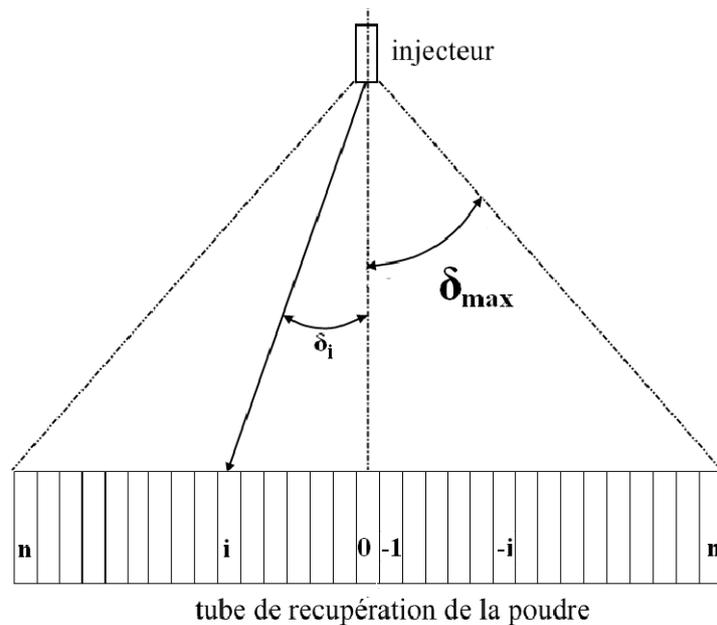


Figure IV-62 : Etude expérimentale de la dispersion selon l'angle δ

Les mesures de granulométries dans les différents tubes sont identiques et semblables à celle de la poudre initiale, que ce soit d'alumine ou de zircone. Nous avons présenté sur la Figure IV-63 une comparaison de la granulométrie des poudres d'alumine récupérées dans cinq tubes différents (celui du centre et les quatre à gauche). La granulométrie est pratiquement la même dans tous les tubes ce qui confirme les résultats numériques.

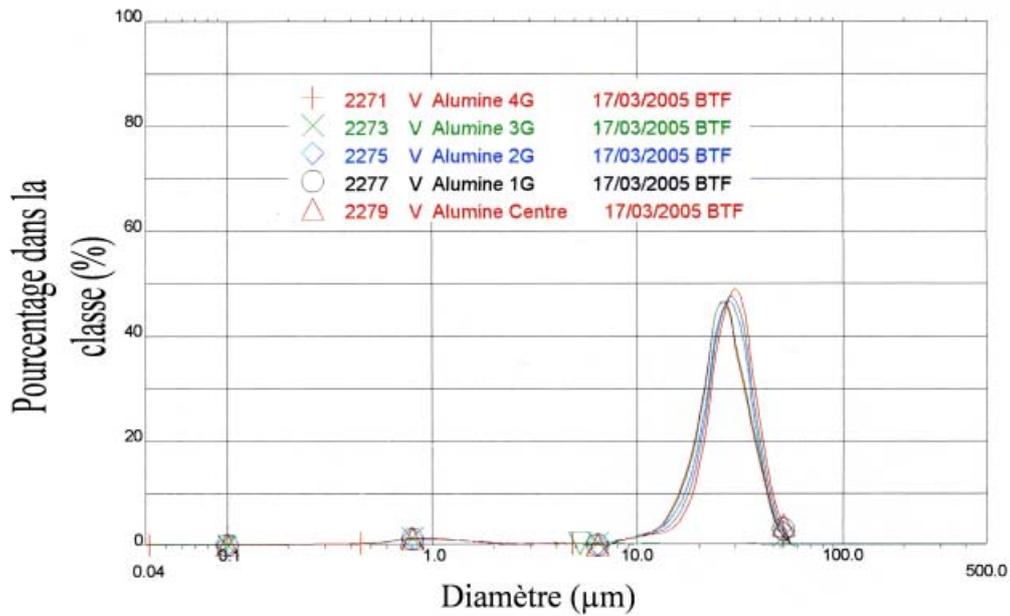


Figure IV-63 : Comparaison des granulométries des poudres d'alumine récupérées dans différents tubes

IV.3.3.4 Distribution de l'angle Φ

La dispersion selon l'angle azimut Φ est présentée sur la Figure IV-64. Pour les deux poudres étudiées, la dispersion de l'angle azimut ne montre aucune ségrégation et toutes les valeurs de Φ sont équiprobables. La distribution est uniforme et aléatoire, ce résultat logique est prévisible, il traduit en effet la symétrie axiale du système étudié.

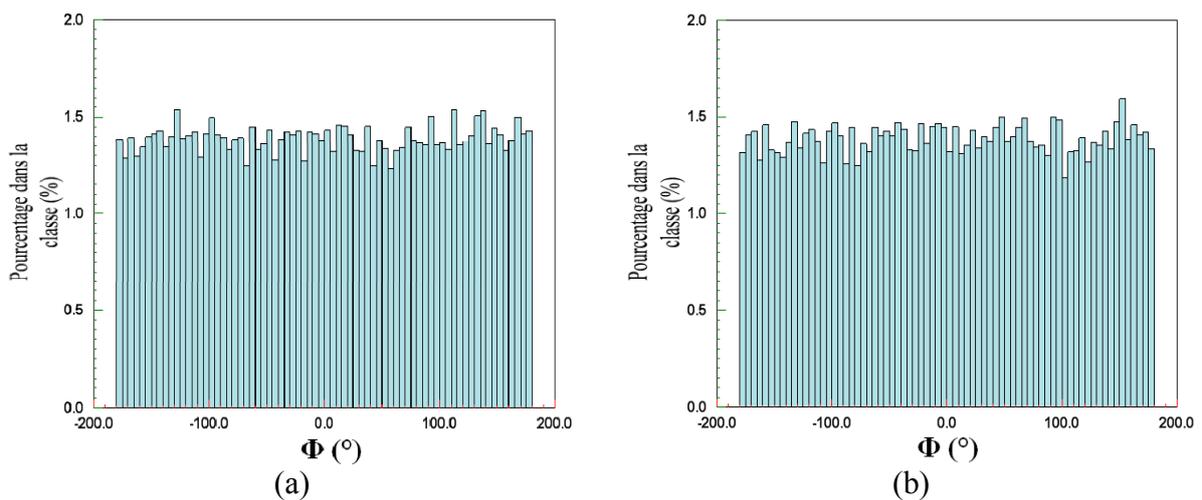


Figure IV-64 : Distribution en sortie de l'injecteur de l'angle Φ des particules (a) d'alumine et (b) de zircone en fonction de leurs diamètres

IV.3.3.5 Dépôts résultants des deux dispersions

Nous avons introduit les dispersions simulées dans le logiciel « Jets&Poudres » pour modéliser les dépôts résultants dans les conditions de tir du jet de référence. Les cartographies d'iso-épaisseurs des dépôts sont présentées sur la Figure IV-65. Les dépôts présentent une symétrie horizontale et un profil longitudinal sous forme d'une gaussienne moins prononcée dans le cas du dépôt de zircone qui est presque symétrique.

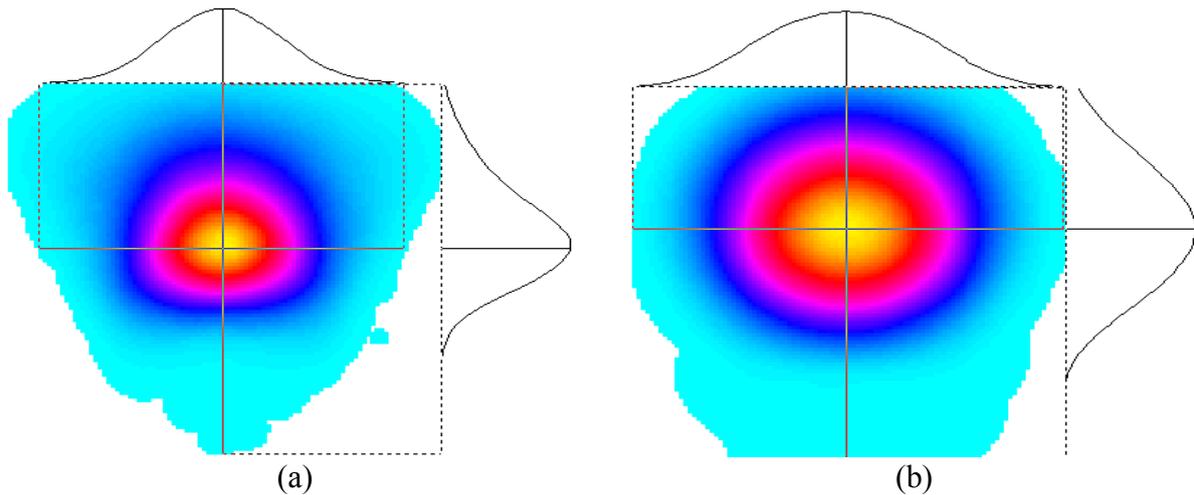


Figure IV-65 : Cartographie d'iso-épaisseur des dépôt (a) d'alumine et (b) de zircone résultants des dispersions étudiées

Nous présentons sur la Figure IV-66 les nuages de points d'impact correspondant aux dispersions simulées des poudres d'alumine et de zircone. Les deux nuages sont presque sur la même zone du substrat, car les débits du gaz porteur ont été optimisés de façon à ce que les particules de taille moyenne aient une trajectoire optimale faisant un angle de 4° avec l'axe du jet, ce qui correspond à un point d'impact à 7 mm environ au dessus de l'axe du jet. La distribution des points d'impact des particules de zircone semble être plus homogène et mieux dispersée sur la surface du dépôt, au contraire de celle des particules d'alumine qui présente une concentration au centre du dépôt. Cette différence s'explique par la différence des distributions granulométriques qui est plus large dans le cas de la zircone où le rapport de masse entre les plus grandes et les petites particules est de 1330 alors qu'il est de 90 dans le cas de la poudre d'alumine.

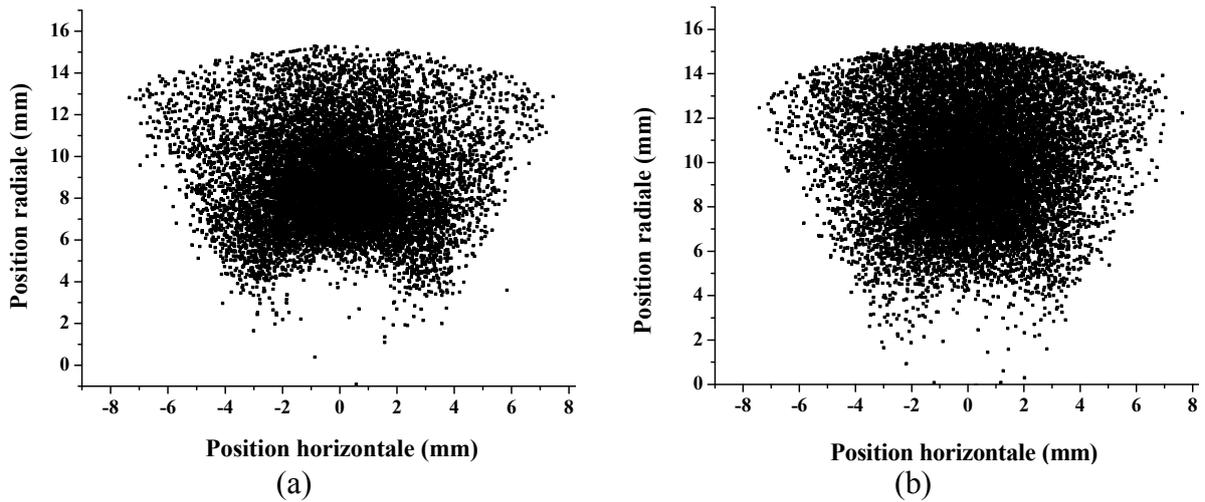


Figure IV-66 : Nuages des points d’impact des particules (a) d’alumine et (b) de zircone pour les dispersions étudiées

En ce qui concerne la poudre de la zircone 10-110, 1594 particules rebondissent au contact avec le substrat. Sur la Figure IV-67 est présenté le pourcentage de la masse dans chaque classe de taille des particules qui rebondissent au contact avec le substrat. La majeure partie de ces particules est formée par des particules de grosse taille supérieure à 75 μm .

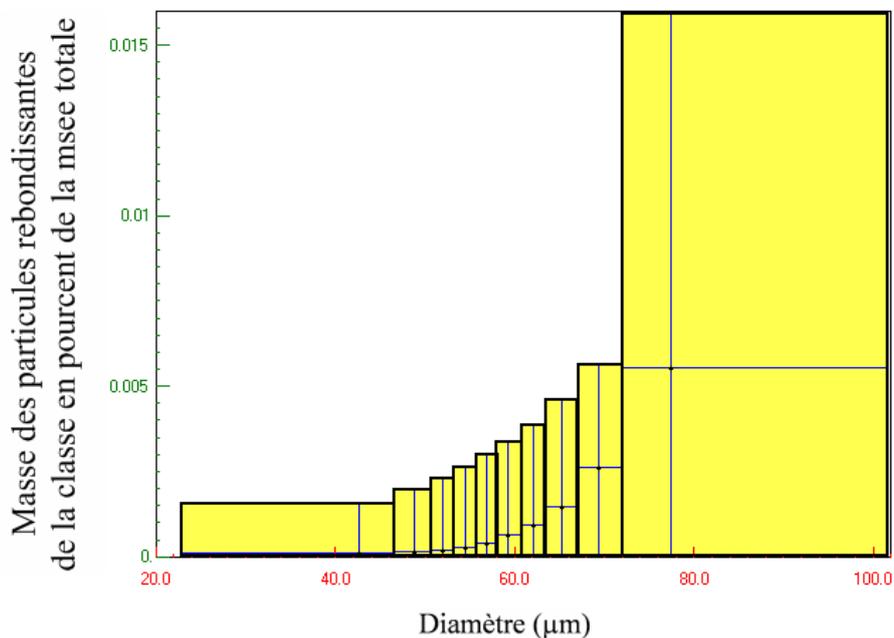


Figure IV-67 : Distribution, selon la taille, des particules de zircone qui rebondissent après impact sur le substrat

L’histogramme de la Figure IV-68 montre le taux de fusion des particules de zircones en fonction de leurs tailles. Ce taux varie de 66 % pour les particules de diamètres compris entre 10 et 50 μm , mais ne dépasse pas les 5% pour les particules de diamètre supérieur à 70 μm .

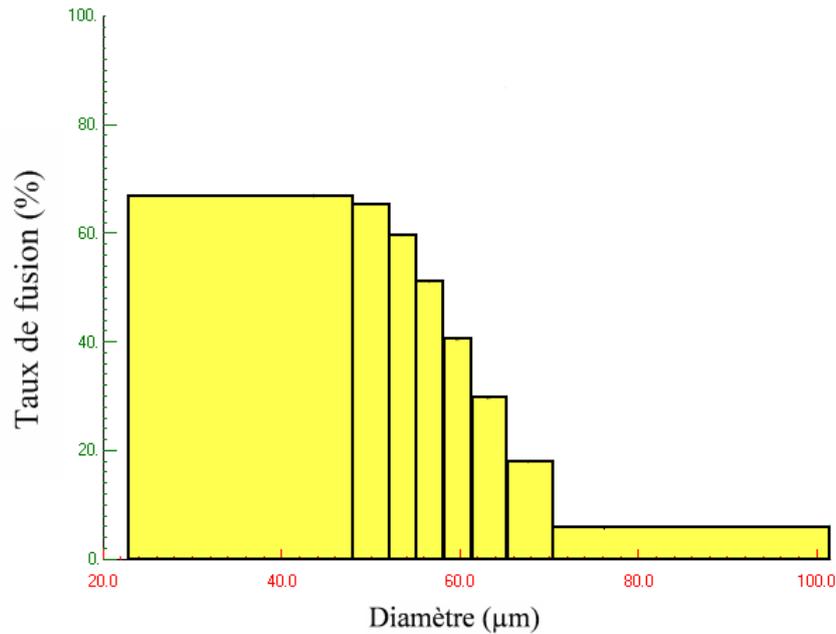


Figure IV-68 : Taux de fusion des particules selon leurs tailles

Sur les Figure IV-69 et Figure IV-70 sont comparés les nuages des points d'impact sur le substrat et les cartographies d'iso-épaisseur des dépôt issus de la simulation de la projection de la poudre de zircone, en utilisant les résultats de la simulation de la dispersion à la sortie de l'injecteur et la méthode classique utilisée dans « Jets&Poudres » qui consiste à attribuer aux particules une vitesse d'injection égale à la vitesse moyenne du gaz porteur et des valeurs aléatoires d'angles δ et Φ respectivement dans les intervalles $[-20 ; 20^\circ]$ et $[0 ; 2\pi]$. Cette dernière méthode montre une concentration des particules dans la partie centrale de la tache dépôt alors que le dépôt issu de la simulation de la dispersion donne des positions des points d'impacts sur le substrat plus dispersées et sans ségrégation. Quand au dépôt, la méthode de « Jets&Poudres » prévoit un dépôt plus étiré et ayant un centre plus proche de l'axe ($x=0$) que le dépôt prédit avec la simulation de dispersion.

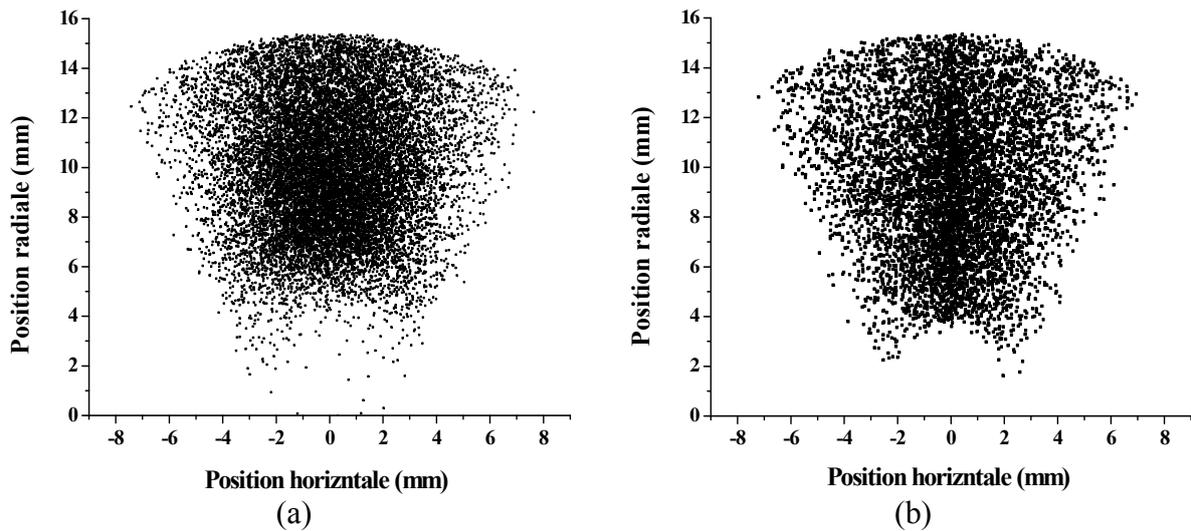


Figure IV-69 : Comparaison des nuages des points d'impact sur le substrat calculés (a) à partir de la simulation de la dispersion et (b) par la méthode de «Jets&Poudres»

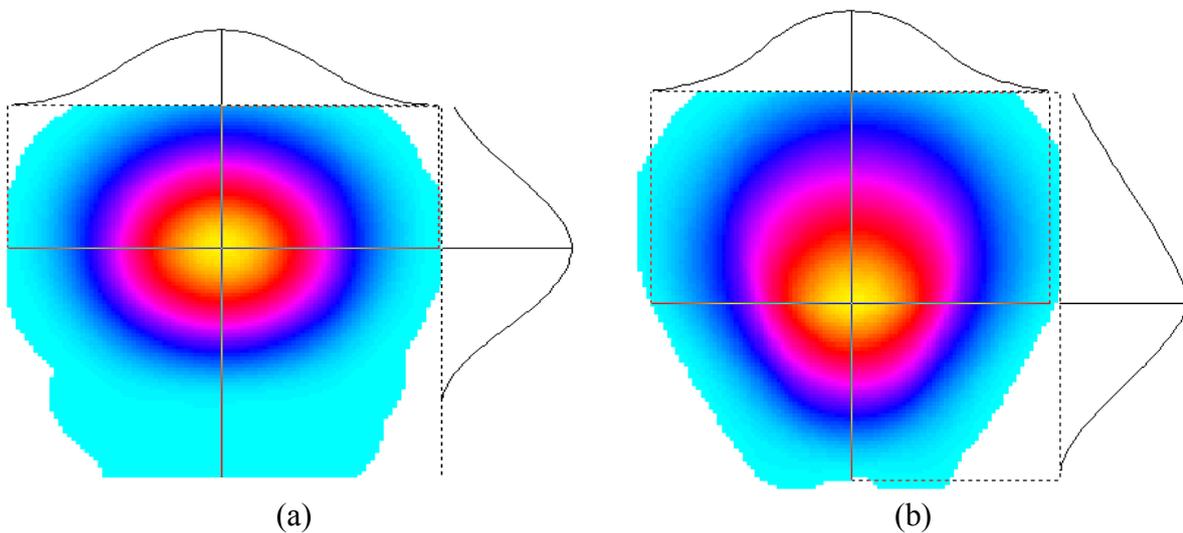


Figure IV-70 : Comparaison des cartographies d'iso-épaisseur des dépôts calculés (a) à partir de la simulation de la dispersion et (b) par la méthode de «Jets&Poudres»

IV.3.4. Etude de la projection d'une poudre avec différentes granulométries

Dans la suite présentons les résultats de la simulation des dépôts réalisés par la projection dans le jet plasma de référence, de trois poudres de zircone de différentes distributions granulométriques, respectivement $-22+5$, $-45+22$ et $-110+10$. Les conditions de tir sont résumées dans le Tableau IV-6. Pour chaque distribution granulométrique, est considérée une population de 12000 particules, dont la dispersion à la sortie de l'injecteur a

été simulée et introduite dans le code « Jets&Poudres » pour modéliser le traitement thermique et dynamique des particules et la construction des dépôts.

Tableau IV-6 : Conditions de tir des trois poudres de zircon

Paramètres	-22+5	-45+22	-110+10
Débit massique (kg.h ⁻¹)	1	1	1
Masse volumique (kg.m ⁻³)	5680	5680	5680
Diamètre inférieur (µm)	5	22	10
Diamètre moyen (µm)	14	34	57
Diamètre maximum (µm)	22	45	110
Écart-type	5	5	15
Gaz porteur	Argon	Argon	Argon
Débit (L.min ⁻¹)	6	3.5	2
Diamètre de l'injecteur (mm)	1,5	1,5	1,5
Longueur de l'injecteur (mm)	70	70	70
Coefficient de frottement (-)	0,9	0,9	0,9

Sur la Figure IV-71, IV-65 et IV-66 sont présentés les nuages de points d'impact et les cartographies des iso-épaisseurs correspondant à la projection des trois poudres de zircon. Plus la distribution granulométrique est large, plus la dispersion des trajectoires est importante, ceci explique la taille des dépôts simulés. En effet le dépôt calculé pour la zircon -110+10 (dont les rapports de taille et de masse entre les grosses et les petites particules sont respectivement de 11 et de 1330) couvre une surface du substrat de largeur de 14 mm et d'une hauteur d'environ de 12 mm. Cette surface dans le cas de la zircon -45+22 (les rapports de masse entre les grosses et les petites particules sont respectivement de 2,05 et de 8,56) se réduit à une largeur de 10 mm environ et une hauteur de 10 mm. Enfin, dans le cas de la zircon -22+5, le dépôt simulé est d'allure longitudinale avec une faible largeur d'environ 4 mm et une hauteur de 8 mm.

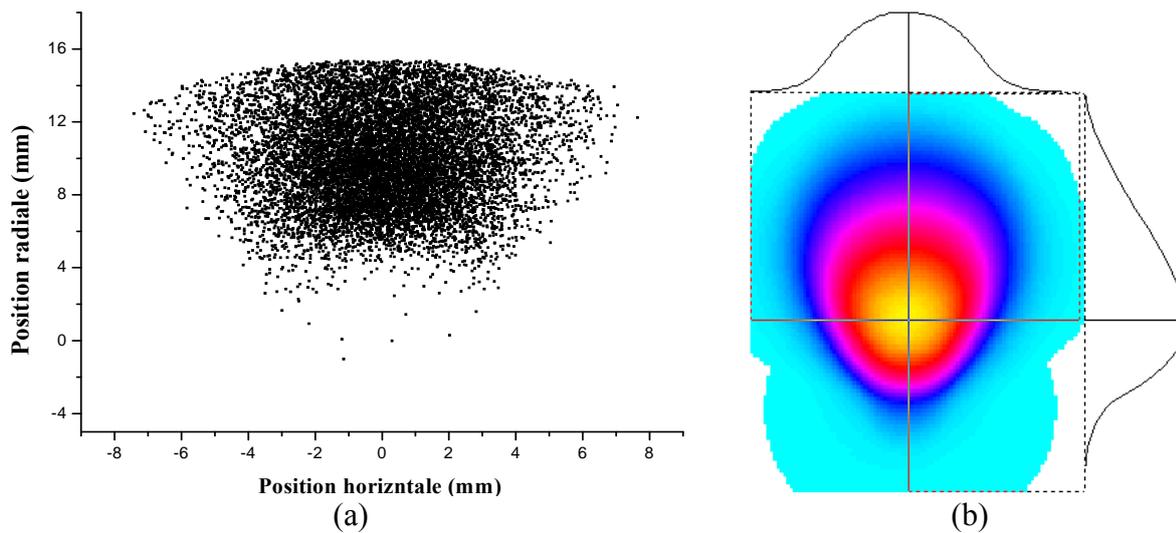


Figure IV-71 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur du dépôt issu de la simulation de la projection de la poudre de zircone -110+10

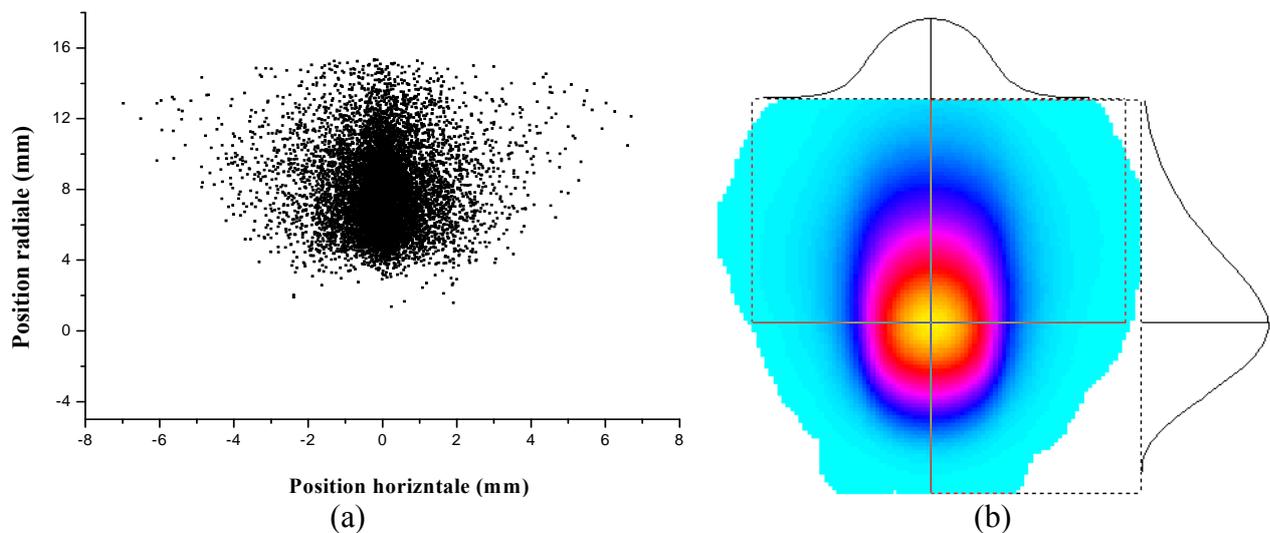


Figure IV-72 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur du dépôt issu de la simulation de la projection de la poudre de zircone -45+22

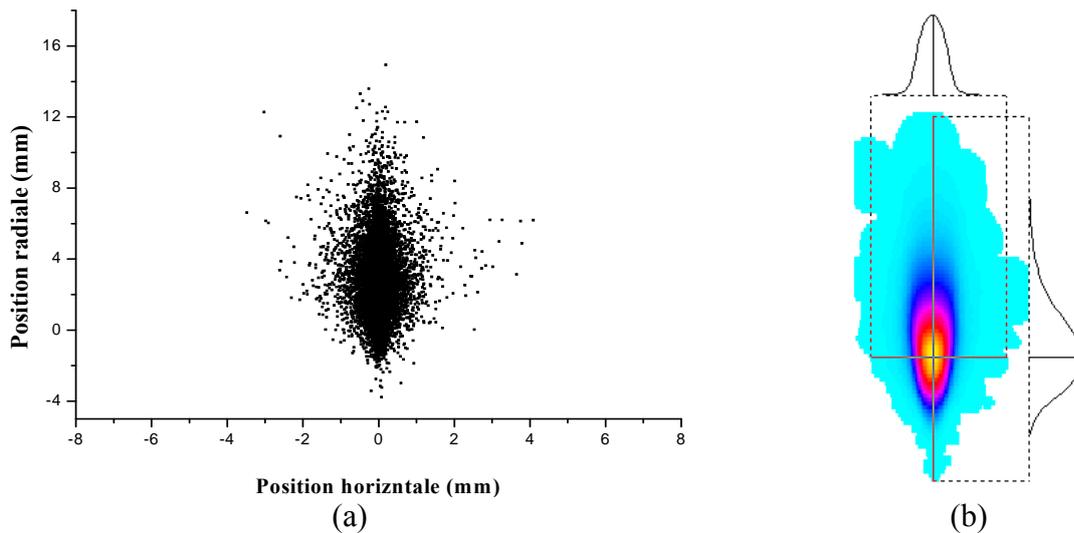


Figure IV-73 : a) Nuage des points d'impact et b) Cartographie d'iso-épaisseur du dépôt issu de la simulation de la projection de la poudre de zircon -22+5

Un autre paramètre important qui différencie les trois simulations faites est le rendement de projection. Ce paramètre est le rapport de la quantité de matière qui a servi à construire le dépôt par la quantité de matière initialement projetée. Notons tout d'abord que le logiciel « Jets&Poudres » suppose la torche immobile et ne tient pas compte des fluctuations du jet, ce qui donne des rendements un peu élevés mais les tendances restent acceptables. Les résultats montrent que plus les trajectoires sont dispersées plus le rendement est bas. En effet, le rendement est évalué pour la zircon -45+22 à 88 % en masse et 12 % du nombre total des particules n'arrivent pas sur le substrat, alors que pour la zircon -110+10 le rendement n'est que de 30,1 % en masse et 27 % des particules n'atteignent pas le substrat.

IV.4. Conclusion

Dans ce chapitre, les paramètres de discrétisation sont optimisés, à savoir le pas de temps et le pas d'espace, du code de traitement des particules dans le jet plasma. Puis nous avons exploité le logiciel, avec ces paramètres de discrétisation, pour étudier les conditions opératoires et les paramètres des différentes composantes du procédé (torche, gaz plasmagène, injecteur, poudre...) sur le traitement des particules et leurs histoires thermique et dynamique. Les résultats du code concordent avec ceux numériques et expérimentaux de la littérature.

Ce code thermique a été adapté au traitement des particules agglomérées nanostructurées. La conductivité thermique de la particule agglomérée a été évaluée selon plusieurs modèles en fonction de la porosité. Le traitement thermique de ces particules a

permis d'évaluer la quantité de matière nanostructurée en fin de traitement et avant impact sur le substrat. Les résultats obtenus, avec les conductivités thermiques calculés avec le modèle de Schulz, montrent un bon accord avec ceux expérimentaux de Noel [22].

La deuxième partie de ce chapitre a été consacrée au modèle de dispersion de la poudre. Nous avons tout d'abord examiné la trajectoire d'une particule puis nous avons étudié la dispersion de deux poudres usuellement utilisées en projection plasma, à savoir l'alumine -45+10 et la zircone -110+10. La simulation de la projection des poudres de zircone de différentes granulométries a montré le lien étroit entre la distribution granulométrique et la dispersion des trajectoires. En effet, il apparaît que plus la distribution granulométrique est large, plus les trajectoires sont dispersées et le dépôt réalisé est plus étalé.

Bibliographie du chapitre IV

-
- [1] A. Kobayashi, Adherence of zirconia composite coatings produced by gas tunnel-type plasma spraying, *Vacuum*, 73 (3-4), p 511-517, (2004)
- [2] Asif Ansar Syed, Co-projection d'alumine et d'acier inoxydable par plasma d'arc. Thèse de l'université de Limoges, N° d'ordre 3-2004 (2004)
- [3] A. Tricoire, Barrières thermiques fissurées verticalement par projection plasma pour des applications aéronautiques, compréhension des phénomènes, réalisations et caractérisations des dépôts, Thèse de l'université de Limoges. N° d'ordre 52-2005 (2005)
- [4] B. Dussoubs, Modélisation tridimensionnelle du procédé de projection plasma: influence des conditions d'injection de la poudre et des paramètres de projection sur le traitement et la répartition des particules dans l'écoulement, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, n° d'ordre 23-1998, juin 1998
- [5] J. D. Mattei, O. Simonin, Logiciel ESTET, Manuel théorique de la version 3.1-Tome 1. Modélisation s physiques, Rapport EDF N° HE 44/92.38B, EDF-LNH, 6 quai Watier, 78400 Chatou (1992)
- [6] M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, M.I. Boulos, Particle dynamic and heat transfer under plasma conditions, *AIChE Journal*, 34 (4), p 236–243, (1983)
- [7] T. Klocker, T. W. Clyne, In-flight behaviour dense and hollow particles during plasma spraying: Part I- A numerical modèle,
- [8] Y. P. Wan, V. Prasad, G.-X. Wang, S. Sampath, J. R. Fincke, Modèle and powder particle heating, melting, resolidification, and evaporation in plasma spraying processes, *J. Heat Transfer ASME*, 121, p 691-699, (1999)
- [9] W. Smith, T.J. Jewett, S. Sampath, W.D. Swank, J.R. Fincke, Plasma processing of functionally graded materials. Part I: Process diagnostics, in *United Thermal Spray Conference*, (1997), Berndt, C.C., ASM International, Materials Park, OH, p.599-605
- [10] R. Westhoff, G. Trapaga, J. Szekely, Plasma-Particle Interactions in Plasma Spraying Systems, *Metall. Trans.*, 23B, p 683-693, (1992)
- [11] Fauchais, P., Vardelle, M., Vardelle, A. and Coudert, J.F., Plasma Spraying of Ceramic Particles in Argon-Hydrogen D.C. Plasma Jets: Modelling and Measurements of
-

- Particles in Flight Correlation with Thermophysical Properties of Sprayed Layers. *Met. Trans.*, 20 B, p 263- 276, (1989)
- [12] Eichert, P., Imbert, M. and Coddet, C., Numerical Study on an Ar-H₂ Gas Mixture Flowing Inside and Outside a dc Plasma Torch, *J. Thermal Spray Technology*, 7, p 505-512, (1998)
- [13] P. Fogarassy, D. Gerday, A. Lodini, Agglomerated nanostructured particles disintegration during the plasma thermal spraying process, *Mechanic Research Communications*, Vol. 32 (2) p 221-239 (2005)
- [14] R. S. Lima, A. Kucuk and C. Berndt, Bimodal Distribution of Mechanical Properties on Plasma Sprayed Nanostructured Partially Stabilized Zirconia, *Mat. Sci. Eng. Vol. A327*, p 224-232, (2002)
- [15] R. S. Lima, A. Kucuk and C. Berndt, Integrity of nanostructured partially stabilized zirconia after plasma spray process *Mater. Sci. Eng.* 313 (1-2) p 75-82
- [16] L. Rayleigh, On the influence of obstacles arranged in rectangular order upon the properties of medium. *Phil. Mag.*, 34, p 481-507, (1892)
- [17] J. C. Maxwell, *Treatise on Electricity and Magnetism*, Oxford University Press, 1 (3), p 361-373, (1904)
- [18] B. Schulz, Thermal conductivity of porous and highly porous materials, *High Temperatures – High Pressures*, 13, p 649-660, (1981)
- [19] R. Landauer, The Electrical Resistance of Binary Metallic Mixtures. *J. Appl. Phys*, 21, p 779-784, (1952)
- [20] C. Nan, R. Birringer, Determining the Kapitza resistance and the thermal conductivity of polycrystals: A simple model, *Phys. Rev.*, 57 (14), 8264-8268, (1998)
- [21] B. Naitali, Elaboration, caractérisation et modélisation de matériaux poreux. Influence de la structure poreuse sur la conductivité thermique effective. Thèse de l'université de Limoges, N° d'ordre 61 (2005)
- [22] N. Noel, Dépôt partiellement nanostructuré par projection plasma conventionnelle et forte puissance de zircone yttrée, Thèse de l'Université de Limoges, N° ordre 49-2006, (2006)

Conclusion générale et perspectives

Cette thèse s'inscrit dans la continuité des travaux réalisés dans le laboratoire SPCTS (Sciences des Procédés Céramiques et Traitement de Surface) sur le procédé de projection plasma. Ces travaux visent à fournir aux industriels un outil rapide de diagnostic et d'accompagnement. L'applicateur de projection plasma, le praticien ou bureau d'étude, sont confrontés aux problèmes suivants.

- Quelle poudre utiliser en termes de densification, de granulométrie, de débit massique ?
- Comment introduire les particules de poudres dans jet plasma ? C'est-à-dire quelles doivent être la position et la direction de l'injecteur ? Quels doivent être le diamètre interne de l'injecteur et le débit de gaz porteur ?
- Quels doivent être les paramètres du jet plasma ? C'est-à-dire quel mélange de gaz plasmagène choisir, argon-hydrogène ou autre ? Quelle proportion d'hydrogène ? Quel débit massique de gaz ? De plus quel diamètre de tuyère adopter ? Quelle l'intensité de courant électrique choisir, en général entre 400 et 700 A ? La tension électrique, le rendement thermique de la torche et donc la puissance dissipée sont les résultantes de tous les paramètres précédents.

Le travail présenté s'est attaché à fournir des éléments de réponse à ces questions.

Dans un premier chapitre, après un bref rappel des différentes techniques de projection thermique, nous avons décrit ce qu'est le procédé de la projection par plasma d'arc soufflé. Ceci nous a conduit à examiner les principaux phénomènes qui régissent la formation du jet de plasma, le processus de traitement de la poudre dans l'écoulement et la construction du dépôt par accumulation de lamelles obtenues par l'impact de gouttelettes de matière fondues, de leur écrasement et de leur solidification sur le substrat. Une attention particulière a été portée aux modèles de la projection plasma présentés dans la littérature, en les classant selon leur ordre dimensionnel (1D, 2D ou 3D), leur prise en compte de la turbulence (laminaire ou turbulent) et leur traitement du temps (stationnaire ou transitoire).

Dans le deuxième chapitre, nous avons tout d'abord présenté le logiciel « Jet&Poudres » utilisé pour simuler le jet plasma. Ce modèle, fondé sur le code GenMix de Spalding, décrit des écoulements de jets ou de couches limites bidimensionnelles, c'est-à-dire des écoulements régis par des équations différentielles partielles de type parabolique. Ce modèle a été considérablement amélioré par l'utilisation des propriétés thermodynamiques et de transport calculées en fonction de la température et de la composition du plasma à la pression atmosphérique, dans l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local. Nous avons ensuite présenté le traitement des poudres et la construction du dépôt utilisés dans ce logiciel.

Dans un deuxième temps, nous avons détaillé l'étude des transferts plasma-particule et des changements de phase auxquels une particule sphérique en vol dans le jet plasma est susceptible d'être soumise, ainsi que l'algorithme de traitement proposé. La distribution de la température dans la sphère est décrite par l'équation de continuité du flux d'énergie thermique, adaptée à la géométrie sphérique. Les déplacements des fronts de changement de phase solide-liquide, solide-vapeur et liquide-vapeur sont évalués par résolution du problème dit de Stefan. Nous avons découplé le calcul de l'évaporation de la particule de celui de la dynamique du gaz au moyen du modèle de « pression en retour » (back pressure) de Knight. Ce modèle permet en particulier d'évaluer la fraction du flux massique qui s'échappe de la couche Knudsen en fonction du nombre de Mach. L'adaptation de ce modèle nous permet de suivre le front d'évaporation et la perte de masse subie par la particule au cours son traitement en vol. Enfin, le schéma numérique et l'expression du problème en variables adimensionnelles sont détaillés.

Le troisième chapitre est consacré au problème de dispersion de la poudre à la sortie de l'injecteur d'une torche plasma. Nous avons, tout d'abord, montré les effets des paramètres de dispersion de la poudre en sortie de l'injecteur sur le traitement d'une particule isolée et sur la construction du dépôt. Pour cela nous nous sommes fixé deux cas de référence : celui d'une particule de zircone de 25 μm et celui d'une population de 10000 particules de zircone de distribution $-45,+10 \mu\text{m}$. Nous avons comparé, d'une part, les histoires thermiques et dynamiques de la particule isolée et, d'autre part, les dépôts construits par projection de la population de particules, en modifiant un seul paramètre de dispersion à la fois. Cette étude qualitative révèle la forte influence des conditions initiales d'injection (vitesse, direction et masse) sur le traitement thermique et dynamique des particules (trajectoires, vitesses et températures) et sur la construction du dépôt (forme, dimension, ...).

Ces effets mis en évidence, nous avons cherché un modèle de transport de poudre dans l'injecteur afin d'évaluer au mieux la dispersion des particules en masse, taille et vitesse en sortie d'injecteur avant l'entrée dans le jet plasma. Pour ce faire le profil de vitesse du gaz porteur a été évalué en utilisant la loi d'auto-similitude d'un écoulement turbulent en conduite à paroi lisse. A l'entrée du domaine du calcul, les particules sont réparties uniformément et d'une façon homogène. Le modèle prend en compte les collisions particule-parois et les collisions inter-particulaires. Pour ce dernier type les collisions sont supposées élastiques et traitées selon le modèle de sphères rigides. A partir de ces résultats il est possible d'évaluer de façon plus satisfaisante la dispersion initiale en vitesses et direction des particules de poudre introduites dans le jet plasma. Ce qui fait une différence importante avec les premiers modèles, où de telles distributions étaient fixées de façon arbitraire.

Le dernier chapitre est consacré à la validation des modèles et la discussion des résultats. Dans un premier temps, les paramètres de discrétisation ont été optimisés, à savoir le pas de temps et le pas d'espace du modèle de traitement des particules dans le jet plasma. Puis les conditions opératoires et les paramètres des différentes composantes du procédé (torche, gaz plasmagène, injecteur, poudre...) sur le traitement des particules et leurs histoires thermique et dynamique ont été exploités et étudiés. Les résultats de ces calculs concordent avec ceux, numériques et expérimentaux, de la littérature. Il est important de noter le faible coût en temps de calcul que présente le modèle. En effet, sur un processeur Intel Pentium® M 725 de 525 MBytes de RAM, le modèle thermiquement mince prend un temps de calcul de l'ordre de 2 secondes, alors que le modèle thermiquement épais répond après un temps de l'ordre de 10 secondes. A titre comparatif, la méthode enthalpique de deuxième ordre coûte un temps de calcul de l'ordre de l'heure.

Ce code thermique a été exploité pour décrire le traitement des particules agglomérées nanostructurées. De fait la fusion de telles particules est très liée à la propagation interne de chaleur et donc à leur conductivité thermique. Différents modèles d'évaluation de la conductivité thermique en fonction de la porosité des particules agglomérées ont été étudiés et comparés. Nous avons finalement retenu la loi de Schulz, qui permet de vérifier de façon concordante les résultats expérimentaux obtenus par Noel. Le modèle thermique du traitement de ces particules permet alors d'évaluer la quantité de matière nanostructurée résiduelle en fin du temps de vol et avant impact sur le substrat.

Puis, nous nous sommes consacrés à l'exploitation du modèle de dispersion de la poudre. Tout d'abord nous avons examiné la trajectoire d'une particule seule puis nous avons étudié la dispersion de deux poudres usuellement utilisées en projection plasma, à savoir l'alumine $-45+10\ \mu\text{m}$ et la zirconie $-110+10\ \mu\text{m}$. Les résultats ne montrant aucune ségrégation selon l'angle δ , qui définit la direction du vecteur vitesse de la particule par rapport à l'axe de l'injecteur. Ce résultat a été vérifié expérimentalement car les quantités de poudres récupérées pour différentes directions ont pratiquement la même granulométrie que la poudre initiale. Quant aux vitesses des particules, elles présentent une distribution gaussienne centrée sur la vitesse moyenne du gaz porteur. La simulation de la projection de la poudre de zirconie avec trois granulométries différentes permet d'évaluer l'effet de l'étendue de la distribution granulométrique sur la morphologie des dépôts réalisés. Il apparaît que plus large est la distribution granulométrique, plus importante est la dispersion des trajectoires, la tache statique de dépôt réalisé et donc d'autant plus étalée.

A court et moyen termes, les perspectives de ce travail doivent tendre à gommer les limitations de cette étude. Ce sont typiquement les effets suivants qui ont été négligés.

- L'effet de la rotation des particules non sphériques dans leur déplacement que ce soit dans l'injecteur ou dans le jet. Cet « effet » se manifestera surtout au cours des collisions interparticulaires ou particule-parois dans l'injecteur ;
- L'effet de charge en poudre qui imposera de considérer le jet comme un écoulement biphasique. Dans le cas de charge élevée de particules transportées des altérations importantes des champs de température et de vitesse dans le jet plasma sont attendues. En toute rigueur la distribution de particule dans le jet plasma n'est pas axisymétrique, ce qui conduira à étendre le problème en géométrie 3D ;
- L'effet des fluctuations d'énergie, générées par les déplacements du pied d'arc électrique dans la tuyère-anode. Pratiquement des bouffées de plasma, « chaud » puis « froid » sont générées de façon périodique, de sorte que les particules injectées à des temps différents voient des jets plasmas différents. Pour tenir compte de la réalité de ce phénomène un modèle d'écoulement en régime transitoire du jet plasma devra être envisagé.

Annexe 1 : Méthode GenMix

1. Ecoulement parabolique

Définition

Les écoulements "paraboliques" sont les écoulements :

- stationnaire c'est-à-dire indépendant de temps ;
- Monodirectionnel : essentiellement dans une direction définie par le vecteur vitesse ;
- sans recirculation ou diffusion dans cette direction.

2. Code GenMix

La méthode GenMix a été proposée par Spalding pour traiter les problèmes paraboliques. Elle résoud simultanément un système d'équations préalablement mis sous la forme générale :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial x} + (a + b.\omega) \frac{\partial \Psi}{\partial \omega} = \frac{\partial}{\partial \omega} \left(c. \frac{\partial \Psi}{\partial \omega} \right) + d \quad (\text{Eq A1.1})$$

où x est la coordonnée axiale, ω la coordonnée radiale définie par une transformation de type de Von Mises modifiée par Patankar et Spalding [1] :

$$\omega = \frac{\int_0^y r.\rho.U.dy}{\int_0^{y_E} r.\rho.U.dy} \quad (\text{Eq A1.2})$$

où

y : la distance radiale ;

y_E : la coordonnée de la frontière extérieure de l'écoulement ;

U : la vitesse axiale de l'écoulement ;

ρ : la masse volumique du fluide en écoulement.

Ψ est une variable est une variable dépendante du système ayant une équation différentielle de conservation. Sont donc représentées [2] :

- U : vitesse du fluide dans la direction des x croissants ;
- h : enthalpie massique d'arrêt ;
- m_j : fraction massique dans le mélange des fluides de la $j^{\text{ème}}$ espèce chimique ;
- k : énergie cinétique turbulente ;
- ν : fréquence de turbulence (vitesse de dissipation énergie-masse volumique)
Modèle de Kolmogorov;
- ε : vitesse de dissipation /masse volumique, modèle de Harlow ;
- j : densité de courant ;
- v : vitesse radiale.

3. Les coefficients a , b , c , d

Les coefficients a et b sont des fonctions arbitraires de la coordonnées x et relatifs au flux de matières au travers des frontières I et E de la grille (Figure A1.1). Ces flux, en général ne sont pas nuls car les frontières de la grille ne correspondent pas avec les lignes de courant. a est strictement relatif au flux à travers la frontière interne et $(a + b)$ est relatif au flux à travers la frontière externe, et donc $(a + b \omega)$ est l'expression du flux à travers la ligne de courant ω constant.

c , le coefficient du gradient de Ψ , est une mesure de la propriété de transport propre à la variable Ψ . Ainsi si Ψ est la vitesse axiale, c est la viscosité du fluide.

d représente la fonction source de la quantité Ψ dans le fluide. Si Ψ est l'enthalpie massique d'arrêt, d peut contenir un terme exprimant l'influence du chauffage cinétique sur la redistribution de température dans l'écoulement

c et d peuvent être des fonctions arbitraires de chaque variable dépendante ou indépendante.

Le Tableau A1-1, résume la signification des différents termes de l'équation différentielle.

Tableau A1-1 : signification de l'équation différentielle

$\frac{\partial \Psi}{\partial x}$	Convection longitudinale
$+(a + b.\omega) \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial \omega}$	Convection latérale
$\frac{\partial}{\partial \omega} \left(c \cdot \frac{\partial \Psi}{\partial \omega} \right)$	Effet dissipatif ; conduction chaleur ou diffusion
$+ d$	Terme source ou puits de la quantité Ψ

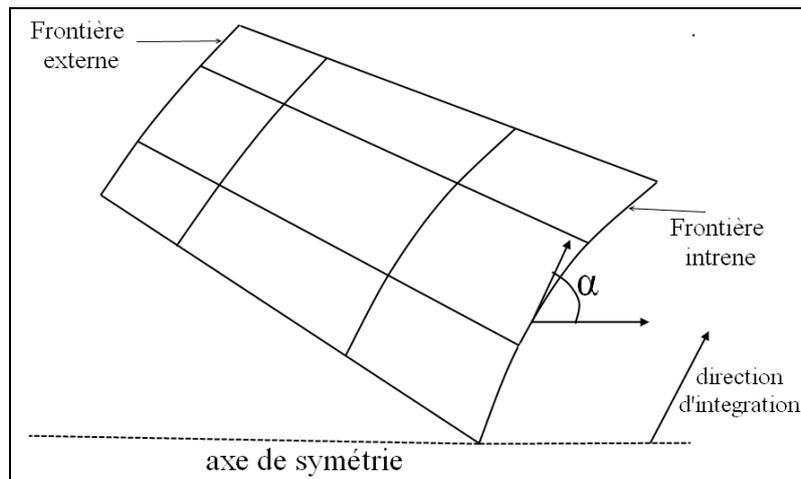


Figure A1- 1 :Représentation du système de coordonnées x- ω

Bibliographie Annexe 1

- [1] S.V. Patankar, D.B. Spalding, Heat and mass transfer in boundary layers, 2nd edition, Morgan-Grampian, London. (1970)
- [2] B. Pateyron, Contribution à la réalisation et à la modélisation de réacteurs plasmas soufflés ou transférés appliqués à la métallurgie extractive et à la production de poudres ultrafines métalliques ou céramiques, Thèse de l'Université de Limoges, N° ordre 21-1987, (1987)

Annexe 2 : Ergonomie des logiciels

4. Jet&Poudres

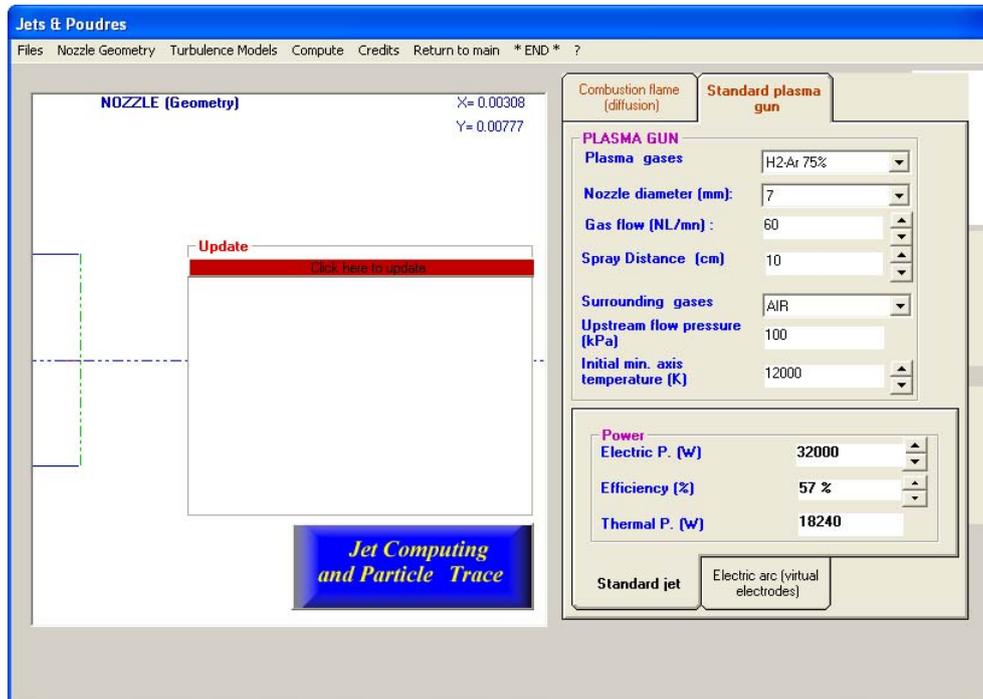


Figure A2- 1 : Choix des conditions opératoires

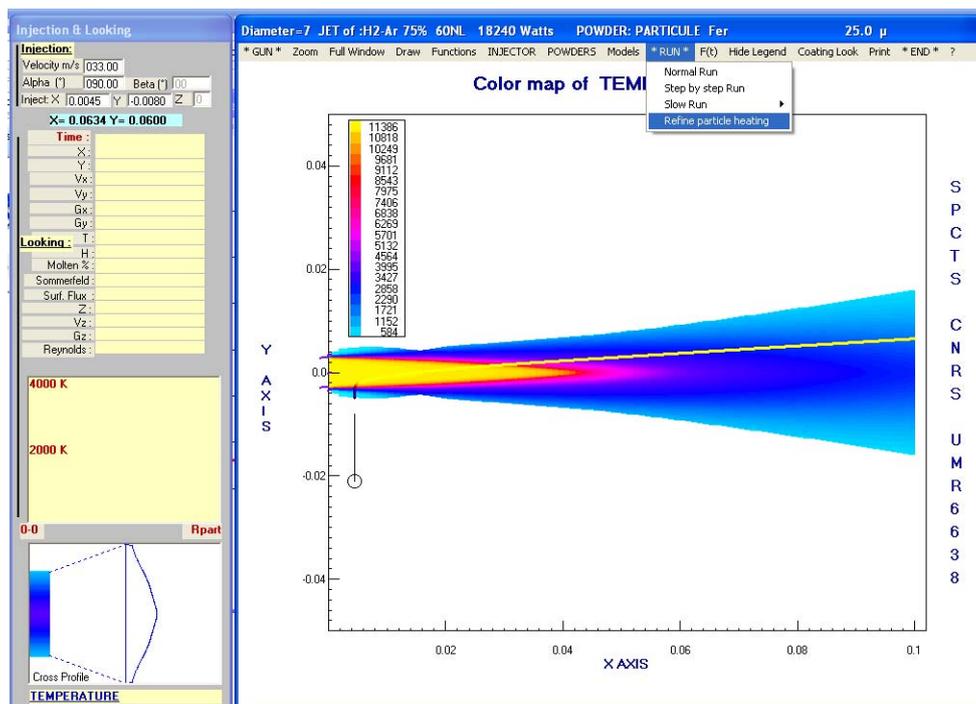


Figure A2- 2 : Cartographie du jet plasma

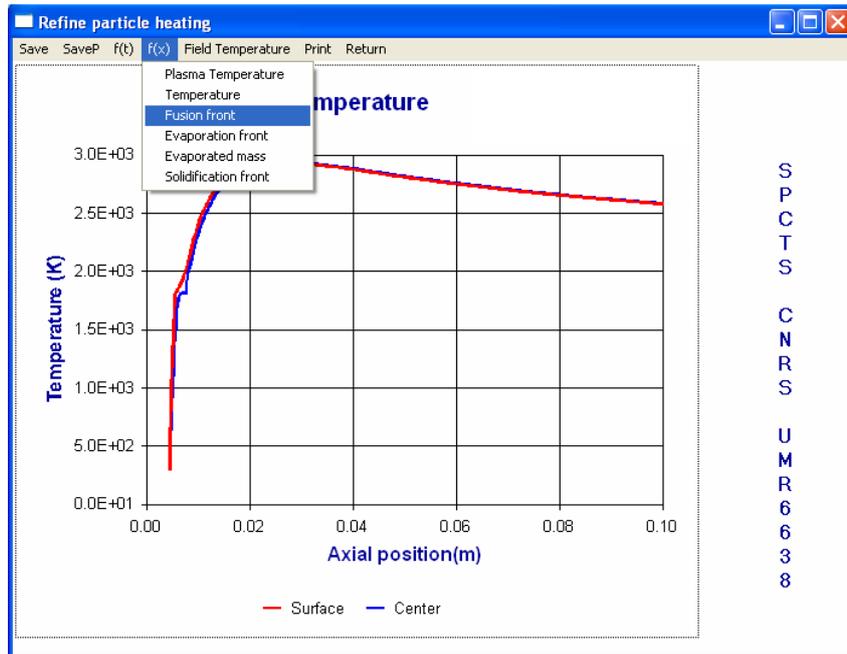


Figure A2- 3 : Température de la particule

5. Dispersion_Poudre

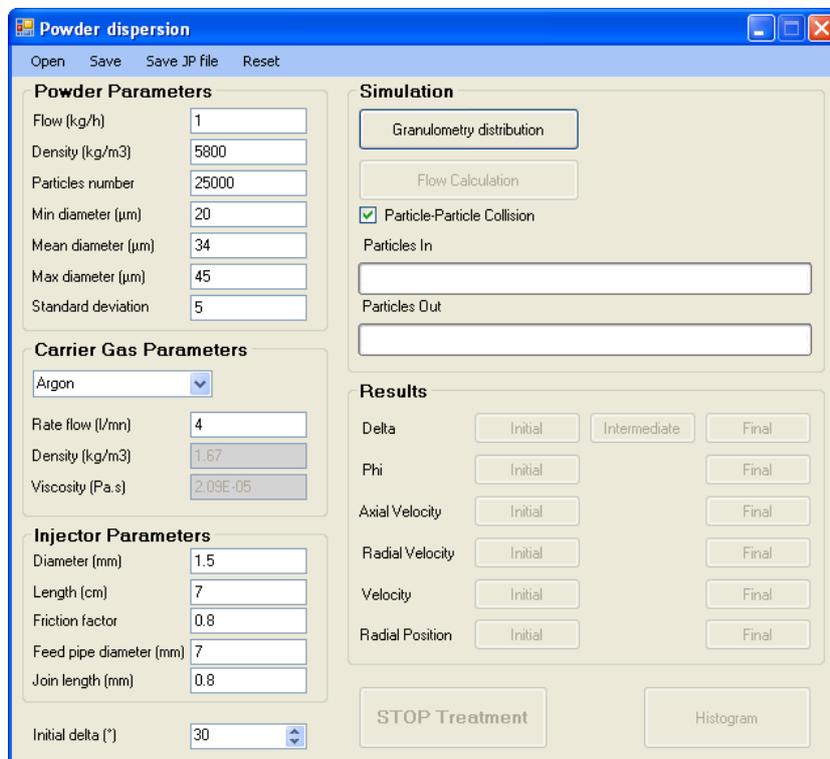


Figure A2- 4 : choix des conditions opératoires

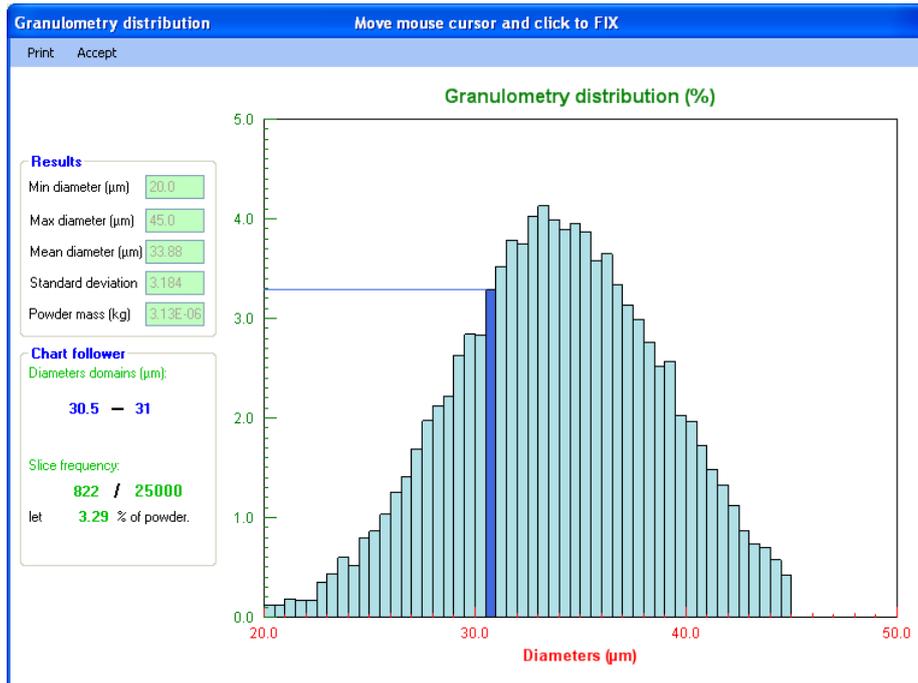


Figure A2- 5 : Granulométrie simulée



Figure A2- 6 : Résumé des conditions opératoires

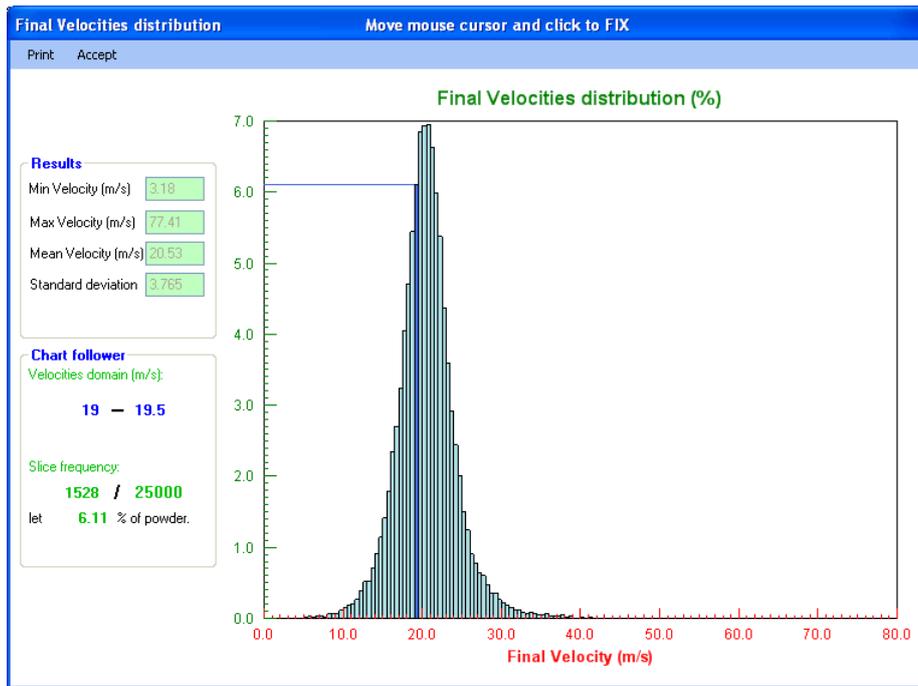


Figure A2- 7 : Résultats (dispersion de la vitesse dans cet exemple)

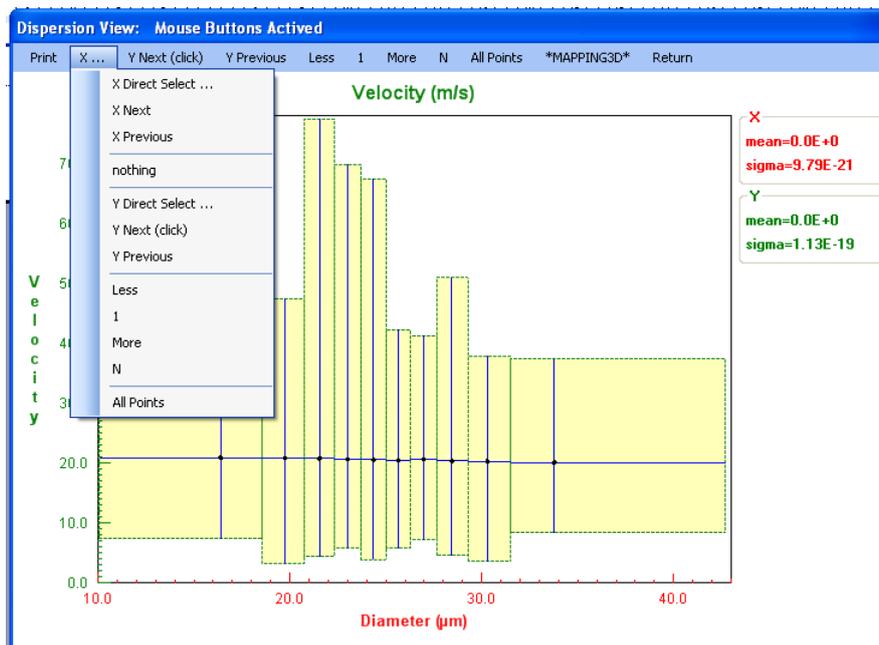


Figure A2- 8 : Histogramme (vitesse en fonction du diamètre dans cet exemple)

Annexe 3 : Détermination de la surface de recouvrement

Par Gérard COLONGES (2PS)

6. Détermination de la surface de recouvrement d'une HAP d'origine TEKNIMED

L'objectif de l'expérience est de visualiser la zone de recouvrement lors de la projection d'une hydroxyapatite dans des conditions classiques de réglage de la torche plasma. Pour cette expérience la cible est immobile et la distance torche/cible est de 10cm.

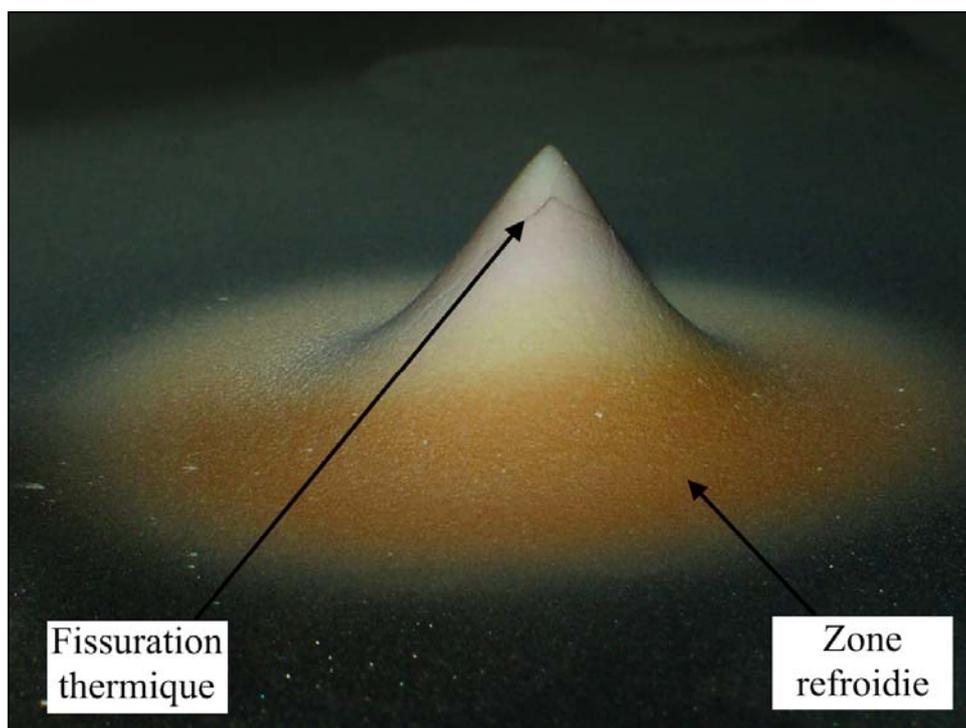


Figure A3- 1 : Recouvrement réalisé avec une poudre hydroxyapatite ($16 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$) pendant 2 min

Sur la figure A3-1 on peut voir que le recouvrement est une courbe de type Gaussienne. Dans cette expérience le débit de poudre est de $16 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$ et le temps de projection est de 2 minutes. La granulométrie de la poudre est de 80 à $200\mu\text{m}$ et sa densité

apparente de 1,28. La cible est refroidie par l'arrière à l'aide de puissant jet d'air et légèrement sous le jet plasma afin de limiter la température du substrat juste après l'impact de la poudre sur le substrat. Ceci explique le changement de coloration sur l'embase du revêtement

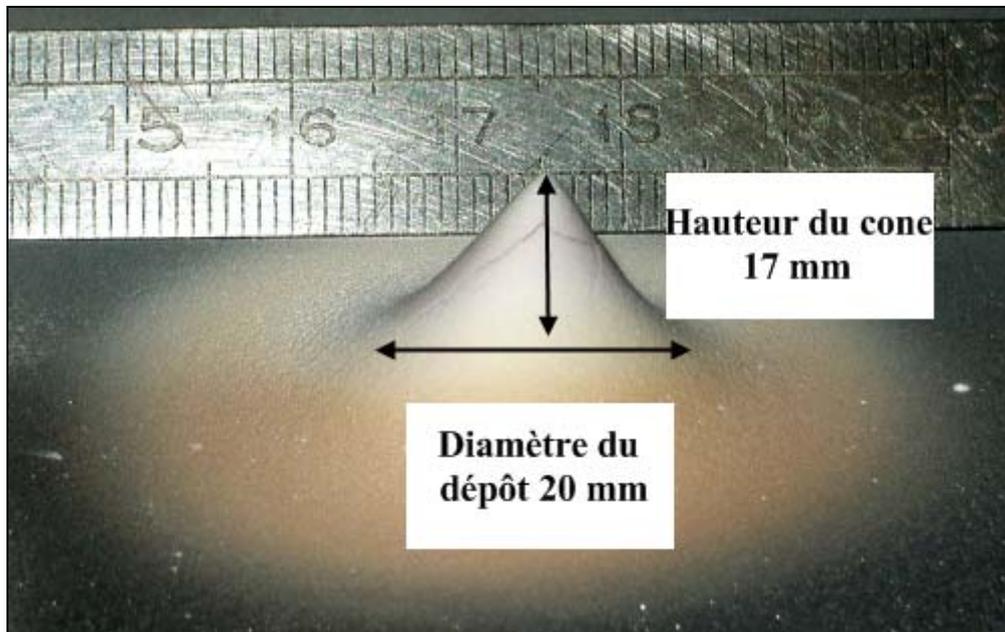


Figure A3- 2 : Recouvrement réalisé avec refroidissement du substrat

On peut voir sur figure A3-2 la surface de recouvrement d'une projection : soit une embase circulaire de 45mm. Il est possible d'observer que la zone sur laquelle se dépose effectivement le maximum de produit est d'environ 20mm. La hauteur du cône sur son point culminant est 17mm.

7. Détermination de la surface de recouvrement d'une HAP d'origine TOMITA

L'objectif de l'expérience est de visualiser la zone de recouvrement lors de la projection d'une hydroxyapatite dans des conditions classiques de réglage de la torche plasma. Pour cette expérience la cible est immobile et la distance torche/cible est de 10cm.

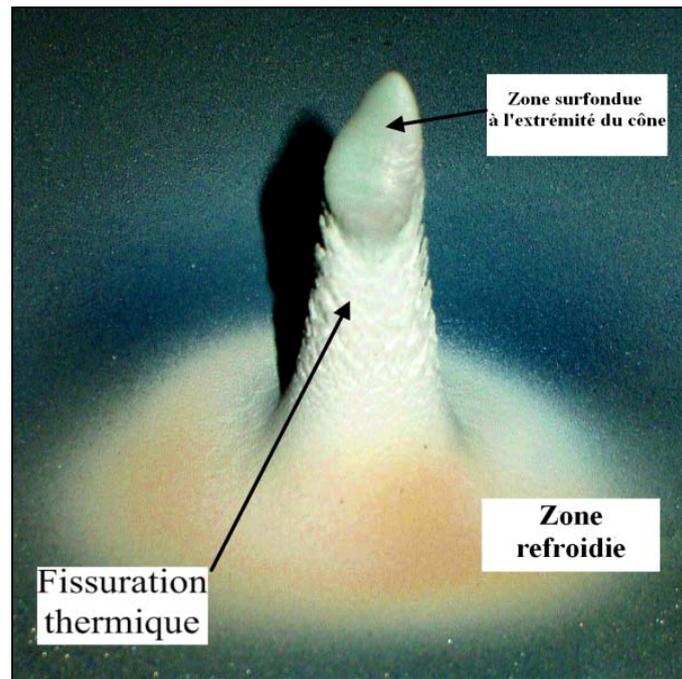


Figure A3- 3 : Recouvrement réalisé avec une poudre hydroxyapatite ($10 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$) pendant 2 min

Sur figure A3-3(a) on peut voir que le recouvrement est une courbe de type Gaussienne. Dans cette expérience le débit de poudre est de $10 \text{ g}\cdot\text{min}^{-1}$ et le temps de projection est de 2 minutes. La granulométrie de la poudre est de 80 à $200 \mu\text{m}$ et sa densité apparente d'environ 0,6. La cible est refroidie par l'arrière à l'aide de puissant jet d'air et légèrement sous le jet plasma afin de limiter la température du substrat juste après l'impact de la poudre sur le substrat. Ceci explique le changement de coloration sur l'embase du revêtement par rapport au recouvrement de la figure A3-3(b)

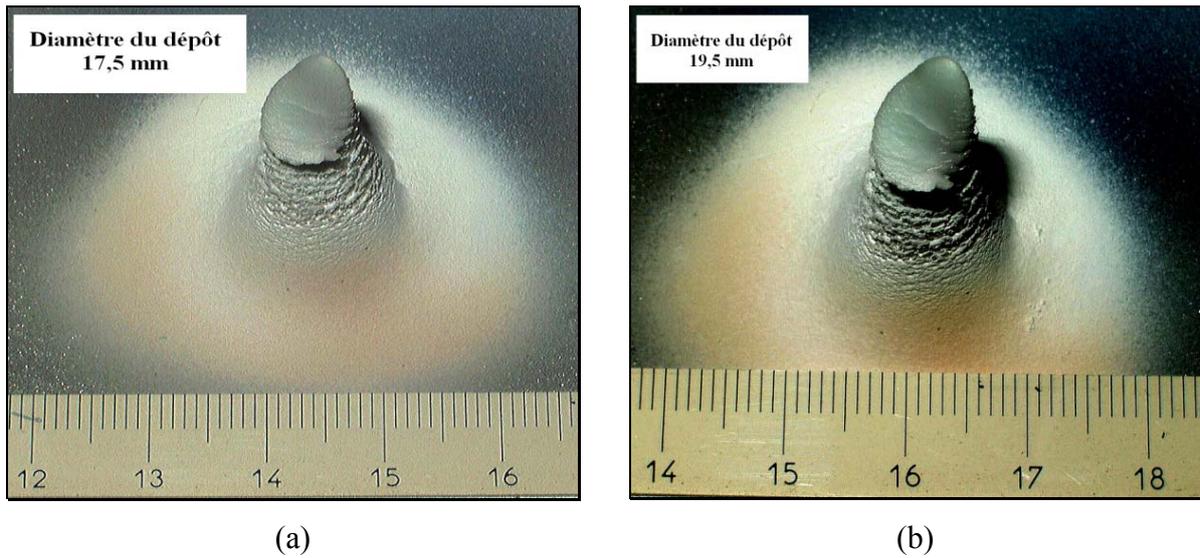


Figure A3- 4 : comparaison des recouvrements réalisé avec et sans refroidissement du substrat

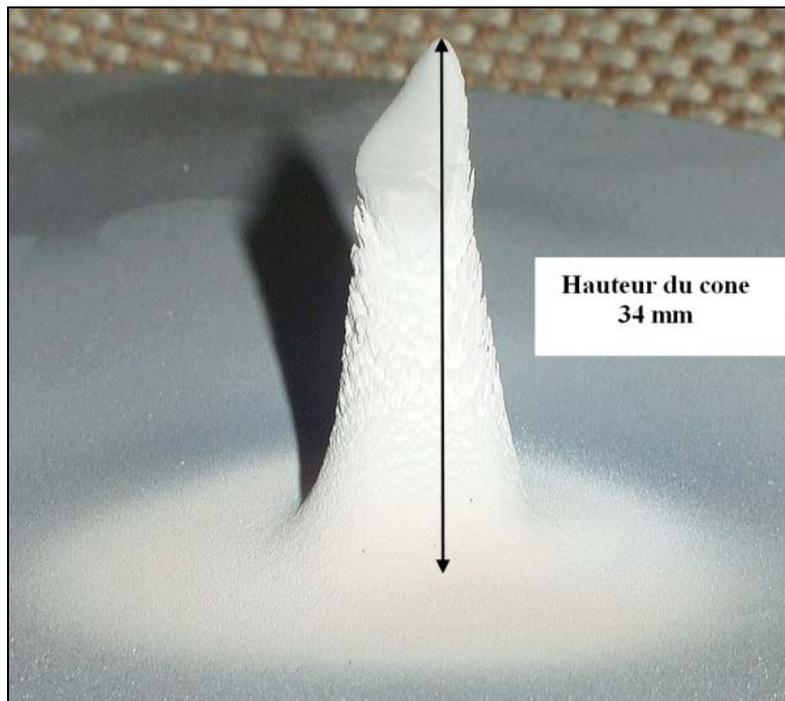


Figure A3- 5 : recouvrement d'une projection

On peut voir sur A3-5 que la surface de recouvrement d'une projection : soit une embase circulaire de 40mm. Il est possible d'observer que la zone sur laquelle se dépose effectivement le maximum de produit est d'environ 20mm. La hauteur du cône sur son point culminant est 34mm. L'aspect du dépôt obtenu n'est pas très régulier, sa cohésion est très faible, au niveau des parois du cône les petites écailles ne tiennent pas.

Etant donné les hauteurs de dépôt obtenues, on recommence l'expérience avec des temps de tir plus court.

Expérience à une minute

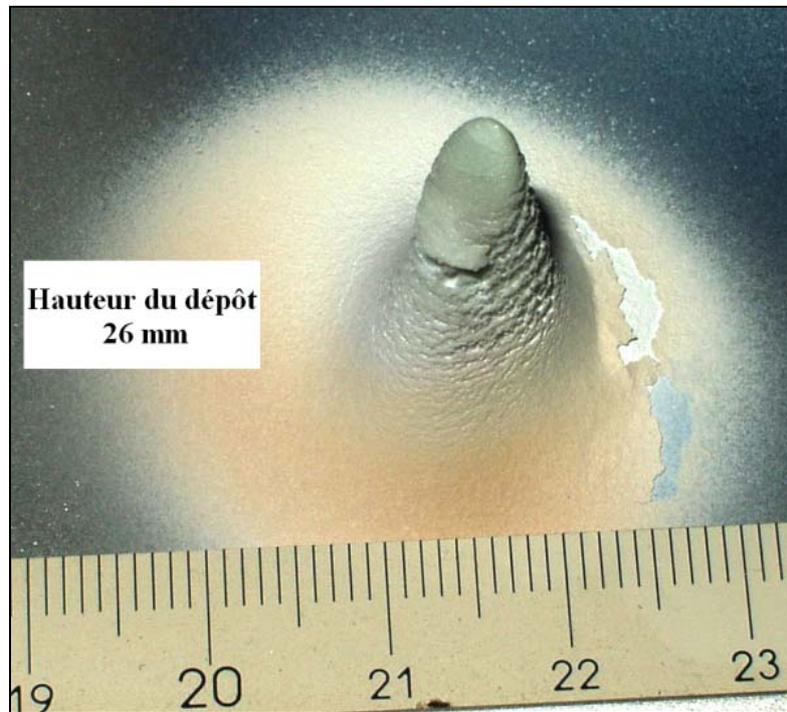


Figure A3- 6 : Recouvrement réalisé pendant une minute

Expérience à 30 secondes

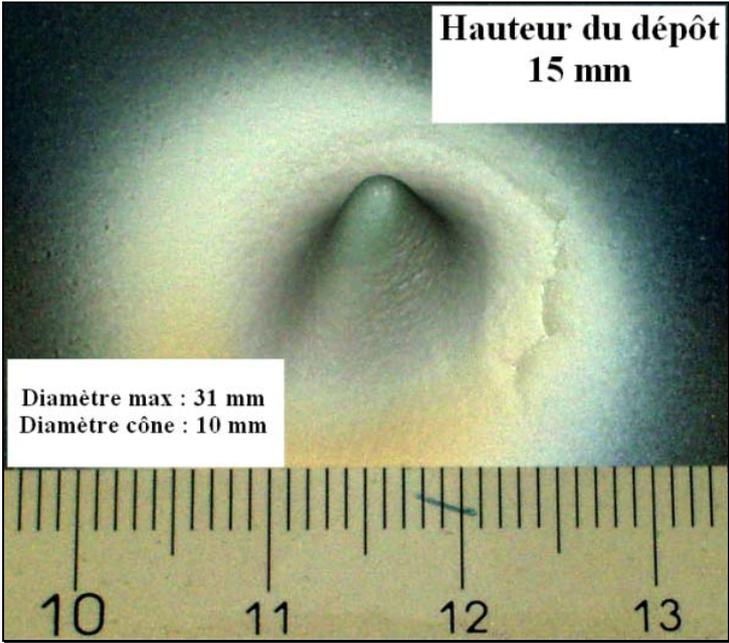


Figure A3- 7 : Recouvrement réalisé pendant 30 secondes

Résumé

Ce travail est consacré à la modélisation rapide du procédé de déposition par projection thermique en plasma d'arc soufflé. Il est plus particulièrement consacré au traitement d'une particule isolée ou d'un lot de particules échantillon représentatif d'une poudre.

Le procédé de projection par plasma d'arc soufflé et les principaux phénomènes qui régissent la formation du jet de plasma, les échanges thermiques et dynamiques entre la particule et l'écoulement du jet gazeux et la construction du dépôt sont examinés. Nous avons fait une étude bibliographique des modèles développés par ailleurs pour simuler les différentes fonctionnalités du procédé.

Les fondements et les caractéristiques du logiciel « Jets&Poudres » sont exposés, avant de présenter le modèle développé du transfert plasma-particule qui prend en compte la conduction interne à la particule et les déplacements des fronts de changement de phase. Dans ce modèle le calcul de l'évaporation de la particule est découplé du problème de la dynamique du gaz dans le jet et nous exploitons les résultats de J. C. Knight et le modèle de « Pression en retour » (Back Pressure) qu'il a développé. Une étude qualitative est consacrée à l'effet des paramètres de dispersion de la poudre en sortie de l'injecteur sur le traitement d'une particule isolée et sur la construction du dépôt. Ces effets mis en évidence, nous exposons un modèle de transport d'un lot de particules représentatif d'une poudre dans l'injecteur afin d'évaluer la dispersion en masse, taille et vitesse avant l'entrée dans le jet. Ce modèle complexe prend en compte les collisions particule-parois et les collisions binaires particule-particule.

Les résultats de ces deux modèles sont discutés. Le traitement dynamique et thermique de la particule isolée est en bon accord avec ceux de la littérature. Ce qui autorise l'étude des conditions opératoires et des paramètres des différentes composantes fonctionnelles du procédé (torche, gaz plasmagène, injecteur, poudre...) sur le traitement des particules et leurs histoires thermique et dynamique. Le modèle présente l'avantage d'un temps de calcul réduit, de l'ordre d'une dizaine de seconde.

Le modèle a été utilisé pour évaluer la quantité de matière nanostructurée conservée en fin de traitement et avant impact sur le substrat. Nous avons également exploité le modèle de dispersion de poudre pour simuler la tache-dépôt formée par la projection 'statique' de poudres de différents matériaux et de différentes granulométries.

Mots-clés : Plasma d'arc, modèle numérique, transfert de chaleur et de masse, changement de phase, dispersion de poudres

Abstract

This work is about to the fast modelling of the d.c plasma spray process. It is especially committed to the treatment of a single particle taking into account phase changes and the size and the velocity vector distributions of particles exiting the injector.

First, the bibliography study has considered the d.c plasma spray process with the main phenomena controlling the plasma jet formation, the heat and momentum transfers between plasma and particles and finally the coating generation. A special attention has been given to the different models developed to simulate the process.

Second, the bases and the characteristics of the software “Jets&Poudres” are presented before discussing the model developed to calculate rapidly the heat transfer within the particle taking into account the different possible phase changes. The particle evaporation has been decoupled from its trajectory modification by adapting the model “Back pressure” of J. C. Knight to our condition. Then a qualitative study has considered the effect of the dispersion parameters at the injector exit first on the dynamic and thermal treatment of a single particle and second to the coating construction. Then the model of particles behaviour inside the injector, taking into account their collisions with the injector wall and between themselves, has been developed.

At last, results of both models are discussed when applied to industrial spray conditions: plasma working condition (plasma forming gas mass flow rate, hydrogen percentage in the Ar-H₂ mixture, anode nozzle internal diameter and arc current), particle size distribution. Calculated results fit reasonably with measurement. The model has also been checked for the spraying of particles made of agglomerated nanostructured particles. The effects of injection conditions and particle size distribution have also been tested.

It is important to underline that the models developed allow calculating the parameters relative to a single particle in about 10 seconds, against about one hour for conventional model of heat transfer with phase changes and determining, in approximately two hours, the coating formation, the torch and the substrate being fixed, with about 20000 particles

Keywords: Plasma spraying, numerical modeling, Heat and mass transfer, Phase change, dispersion