

UNIVERSITE DE LIMOGES

Faculté des Sciences

Ecole Doctorale Science, Technologie, Santé
Laboratoire Science des Procédés Céramique et Traitements de Surface

Année : 2003

Thèse N° 55-2003

THESE
Pour obtenir le grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE LIMOGES

Présentée et soutenue publiquement par

Eric LEGROS

Le 24 novembre 2003

CONTRIBUTION A LA MODELISATION
TRIDIMENSIONNELLE DU PROCEDE DE PROJECTION
PAR PLASMA ET APPLICATION A UN DISPOSITIF A
DEUX TORCHES

Jury:

P. FAUCHAIS, Président du jury, PROFESSEUR, S.P.C.T.S., UNIVERSITE DE LIMOGES

L. FULCHERI, Rapporteur du jury, PROFESSEUR, C.E.N.E.R.G., SOPHIA ANTIPOLIS

D. GOBIN, Rapporteur du jury, DIRECTEUR DE RECHERCHE, F.A.S.T., UNIVERSITE PARIS 11

C. DELALONDRE, Membre du jury, INGENIEUR DE RECHERCHE, E.D.F., CHATOU

J. HEBERLEIN, Membre du jury, PROFESSEUR, UNIVERSITE DU MINNESOTA (USA)

A. LEFORT, Membre du jury, PROFESSEUR, UNIVERSITE CLERMONT-FERRAND 2

G. MARIAUX, Membre du jury, MAITRE DE CONFERENCE, S.P.C.T.S., UNIVERSITE DE LIMOGES

E. MEILLOT, Membre du jury, INGENIEUR, C.E.A. Le Ripault, MONTS

P. NYLEN, Membre du jury, PROFESSEUR, UNIVERSITE DE TROLLHATTAN (Suède)

A. VARDELLE, Membre du jury, PROFESSEUR, S.P.C.T.S., UNIVERSITE DE LIMOGES

Résumé

Ce travail porte sur la modélisation tridimensionnelle et instationnaire du procédé de projection par plasma d'arc. Nous situons d'abord celui-ci parmi les autres procédés de projection thermique et détaillons les principaux phénomènes qui contrôlent le traitement de la poudre et la construction du dépôt. L'étude bibliographique fait, ensuite, l'état de l'art sur la modélisation de ce procédé et en dégage les points clés à retenir pour un modèle « réaliste ». Nous présentons alors le modèle développé et la chaîne logicielle ESTET 3.4 utilisée pour résoudre les équations du modèle. Puis, nous discutons l'influence des paramètres du modèle et des paramètres opératoires sur la modélisation du jet plasma s'écoulant dans l'air ambiant, le traitement des particules et la construction du dépôt. Enfin, nous appliquons ce modèle à une simulation d'un dispositif expérimental utilisant 2 torches à plasma destiné à tester la tenue d'un matériau composite à un flux de gouttelettes d'alumine.

Mots clés : projection plasma, modélisation tridimensionnelle, turbulence, écoulement, fluctuations de l'arc, transfert plasma-particules, construction du dépôt.

Abstract

This work is devoted to the three-dimensional and time-dependent modeling of the plasma spray process. First, the various thermal spray technologies are described as well as the main phenomena that control the treatment of the powder and formation of the coating in plasma spraying. Then, a review of the models of this process proposed in the literature is presented. It makes it possible to determine the key points that have to be taken into account to develop a “realistic” model. After our model is set out as well as the main results we have obtained by using the code ESTET 3.4. These results deal with the effect of the parameters of the model and operating parameters on the plasma flow issuing in air, acceleration and heating of particles and coating formation. Lastly, the model is applied to the numerical study of an experimental device integrating two d.c. plasma torches and used to test the behaviour of a composite material subjected to a jet of alumina droplets.

Key words : plasma spraying, three-dimensional modeling, turbulence, plasma flow, arc fluctuations, plasma-particles transfer, coating formation.

Table des matières

Liste des tableaux	9
Liste des figures	11
Nomenclature	19
Nomenclature	19
Introduction	27
Chapitre 1 La projection par plasma : description du procédé et des sous-systèmes qui le composent.....	35
1.1. Les différentes techniques de projection thermique.....	37
1.1.1. Le procédé de projection par flamme.....	38
1.1.1.a. la projection flamme-poudre	38
1.1.1.b. la projection flamme-fil.....	39
1.1.1.c. la projection par flamme hypersonique	39
1.1.2. Arc électrique	41
1.1.2.a. la projection arc-fil	41
1.1.2.b. la projection par plasma d'arc soufflé	42
1.1.3. Comparaison des procédés.....	44
1.2. La projection par plasma d'arc.....	44
1.2.1. Le mode de fonctionnement de la torche	45
1.2.2. L'écoulement du jet de plasma dans le gaz environnant.....	47
1.2.3. Le traitement des particules dans le jet de plasma	48
1.2.3.a. l'injection des particules.....	48
1.2.3.b. les transferts plasma-particules	50
1.2.3.c. la réactivité chimique en vol.....	53
1.2.3.d. Influence des fluctuations du jet.....	55
1.2.3.e. Effet de charge.....	57
1.2.4. La formation du dépôt et le transfert thermique au substrat	59
1.2.4.a. le dépôt	59
1.2.4.b. le transfert thermique au substrat	64
1.3. Conclusion.....	70

Chapitre 2 Etude bibliographique sur la modélisation du procédé de projection par plasma d'arc proposée dans la littérature.....	73
2.1 Modélisation de l'écoulement plasma.....	75
2.1.1. Conditions aux limites en entrée du domaine de calcul.....	76
2.1.1.a. Profils de vitesse et température imposés en entrée de domaine.....	77
2.1.1.b. Conditions limites en entrée par source de puissance enthalpique.....	82
2.1.2. Réactivité chimique en phase gazeuse.....	83
2.1.3. Les modèles de turbulence.....	86
2.1.4. L'interaction entre l'écoulement du gaz plasmagène et le gaz porteur.....	89
2.1.5. L'interaction entre l'écoulement du gaz plasmagène et le substrat.....	92
2.2. Modélisation du traitement des particules.....	94
2.2.1. Injection des particules.....	94
2.2.2. Traitement thermique et cinématique des particules.....	98
2.2.2.a. Les forces qui agissent sur les particules.....	99
2.2.2.b. Le traitement cinématique des particules.....	100
2.2.2.c. Le traitement thermique.....	102
2.2.2.d. La conduction interne.....	108
2.2.3. L'oxydation.....	110
2.3. Impact des particules sur le substrat et formation du dépôt.....	113
2.4. Conclusion.....	115
Chapitre 3 Le modèle du procédé de projection par plasma d'arc.....	119
3.1. Le jet de plasma.....	121
3.1.1. Hypothèses.....	121
3.1.2. Equations.....	124
3.1.3. Modélisation de la turbulence.....	125
3.1.3.a. Le modèle k- ϵ standard.....	127
3.1.3.b. Le modèle k- ϵ à « bas Reynolds ».....	128
3.1.3.c. Le modèle k- ϵ RNG.....	129
3.1.3.d. Le modèle R_{ij} - ϵ	129
3.1.3.e. Récapitulatif des équations du modèle.....	130
3.1.4. La chaîne ESTET 3.4.....	131
3.1.4.a. Potentialités du code.....	132

3.1.4.b. Architecture du code	133
3.1.4.c. Construction du maillage avec SIMAIL V6.4.....	134
3.1.4.d. Le solveur ESTET	135
3.1.5. Propriétés thermodynamiques et de transport du mélange de gaz	136
3.1.6. Conditions aux limites.....	138
3.1.6.a. Entrées du domaine	139
3.1.6.b. Parois.....	142
3.1.6.c. Frontière libre	142
3.2. Modélisation du traitement cinématique et thermique des particules.....	145
3.2.1. Trajectoire des particules	145
3.2.1.a. Hypothèses	145
3.2.1.b. Equations.....	145
3.2.1.c. Calcul du coefficient de traînée C_D	146
3.2.1.d. La dispersion turbulente	147
3.2.1.e. Modèles de collision avec les parois	148
3.2.2. Transferts de masse et de chaleur.....	149
3.2.2.a. Hypothèses	149
3.2.2.b. Equations.....	151
3.2.2.c. Coefficient de transfert thermique h	153
3.2.2.d. Effets de l'évaporation	154
3.3. Modélisation du dépôt.....	155
3.3.1. Hypothèses	155
3.3.2. Equations.....	155
3.3.3. Construction du dépôt	156
3.4. Conclusion.....	158
Chapitre 4 Résultats et discussion.....	161
4.1. Dispositifs expérimentaux.....	163
4.1.1 Mesure des paramètres de l'écoulement	163
4.1.2 Mesure des paramètres des particules en vol	164
4.2. Cas de référence	164
4.3. Influence des paramètres du modèle	168
4.3.1 Influence de la taille du maillage.	168
4.3.2. Influence du modèle de turbulence	175

4.3.3. Influence des conditions aux limites en entrée du domaine.....	181
4.3.4. Flux thermique transféré au substrat par l'écoulement	189
4.4. Influence des paramètres opératoires	191
4.4.1. Influence du diamètre de tuyère	191
4.4.2. Influence de la composition du gaz plasmagène	194
4.4.3. Influence des fluctuations du pied d'arc	198
4.5. Traitement des poudres	202
4.5.1. Influence des conditions d'injection	202
4.5.2. Influences des fluctuations du jet	210
4.6. Construction du dépôt	215
4.6.1. Distribution des paramètres des particules à l'impact.....	216
4.6.2. Influence de l'instationnarité de l'écoulement sur la construction du dépôt.....	218
4.6.3 Comparaison de dépôts obtenus expérimentalement et par modélisation.....	220
4.7. Conclusion.....	222
Chapitre 5 Application à un cas pratique : modélisation d'un système double torche	225
5.1. Présentation du dispositif expérimental	227
5.1.1. Technique de mesure de la température du substrat	229
5.1.2. Technique de caractérisation de l'écoulement	230
5.2. Présentation du modèle numérique	230
5.3. Résultats et discussions	231
5.4. Conclusion.....	235
Conclusion.....	237
Bibliographie.....	245
Annexes.....	257

Liste des tableaux

Tableau 1.1 – Principales caractéristiques des différents procédés de projection thermique ^{2,5}	43
Tableau 1.2 : Principaux paramètres opératoires dans le procédé de projection par plasma	45
Tableau 1.3 : Puissance absorbée par des particules d'alumine et de fer en fonction du débit massique de particules ⁴⁵	58
Tableau 1.4 : Constantes de temps caractéristiques de la formation d'un dépôt en projection par plasma ⁴⁸	59
Tableau 1.5 : Paramètres influençant la morphologie d'une lamelle	60
Tableau 1.6 : Calcul du nombre de Reynolds en fonction du diamètre, de la vitesse et de la température des particules à l'impact	63
Tableau 1.7 : Gamme de variation des paramètres impliqués dans la loi d'évolution de Φ_0 ⁵⁹	67
Tableau 1.8 : Paramètres opératoires utilisés avec la torche Miller ⁶⁴	69
Tableau 2.1 : Exemple de valeurs des variables utilisées dans le cas de l'imposition de profils de vitesse et de température en entrée du domaine de calcul	78
Tableau 2.2 : Paramètres opératoires de l'étude menée par Xiong et al. ⁸¹	91
Tableau 3.1 : Coefficients de transport et termes sources utilisés dans l'équation 3.17 pour les différentes grandeurs calculées par le modèle	131
Tableau 3.2 : localisation des variables sur les grilles « vitesse » et « pression »	136
Tableau 3.3 : Conditions aux limites utilisées pour la modélisation du procédé de projection par plasma d'arc	144
Tableau 3.4 : Nombre de Biot pour une particule d'alumine et de fer immergée dans un plasma Ar- H ₂ à 5000 K	150
Tableau 3.5 : Libre parcours moyen des molécules dans un plasma Ar-25% H ₂ à différentes températures, à la pression atmosphérique	150
Tableau 3.6 : Erreur maximale suivant la taille de cellule pour une particule d'alumine à T _p =3300 K	158
Tableau 4.1 : Conditions opératoires	165
Tableau 4.2 : Dimensions et nombre de plans des maillages étudiés (la direction y correspond à l'axe de la torche)	169
Tableau 4.3 : Caractéristiques des poudres	193

Tableau 4.4 : Conditions opératoires pour les différents pourcentage d'hydrogène _____	195
Tableau 4.5 : Paramètres opératoires _____	199
Tableau 4.6 : Résumé des paramètres d'injection utilisés pour chaque calcul _____	204
Tableau 5.1 : Paramètres opératoires des simulations _____	233

Liste des figures

Figure 1.1 : Principe de la projection thermique ²	37
Figure 1.2 : Coupe d'une torche de projection flamme-poudre ³	39
Figure 1.3 : Coupe d'une torche à flamme adaptée à l'utilisation d'un fil ou d'un barreau ³	39
Figure 1.4 : Schéma simplifié d'un canon à détonation ³	40
Figure 1.5 : Schéma de principe d'une torche HVOF ³	40
Figure 1.6 : Coupe d'une torche à arc fil ³	41
Figure 1.7 : Schéma d'une torche à plasma d'arc ³	42
Figure 1.8 : Principe de la projection par plasma d'arc ; principaux sous-systèmes.	44
Figure 1.9 : Forces agissant sur le pied d'arc ¹²	46
Figure 1.10 : Représentation schématique du mode de claquage-réamorçage de l'arc ¹²	47
Figure 1.11 : Écoulement du gaz plasmagène dans le gaz environnant	48
L'amplitude de ce phénomène dépend des caractéristiques du jet (en particulier de sa masse volumique et de sa vitesse) mais aussi des fluctuations du pied d'arc qui modifient continuellement ces caractéristiques et le développement de la turbulence.	48
Figure 1.12 : Angle de déviation du jet de plasma en fonction du débit de gaz porteur et du mode d'injection ; torche de 7 mm de diamètre, mélange Ar-H ₂ 45-15 NI/min, 450 A, Puissance efficace 12870 W ²¹	49
Figure 1.13 : Inclusions d'oxyde dans des particules de fer ; plasma Ar-H ₂ (50-10 NI/min) à 500A s'écoulant dans l'air, diamètre de tuyère 7 mm ³⁷	54
Figure 1.14 : Evolution de la répartition de l'oxygène à l'intérieur d'une particule de fer de 60 µm ; plasma Ar-H ₂ (45-15 NI/min) à 600A s'écoulant dans l'air ³⁵	55
Figure 1.15 : Temps caractéristiques des différents phénomènes intervenant dans le procédé de projection par plasma ³⁹	55
Figure 1.16 : Photographies illustrant l'influence des fluctuations d'un jet de plasma sur la trajectoire de particules de molybdène ²⁰	56
Figure 1.17 : Variations de la température de particules d'alumine (30±5 µm) en fonction du temps 50 mm en aval de la sortie de tuyère au centre du jet de particules, plasma Ar/H ₂ 35/10 NI/min, torche F4-MB, 550 A, 37kW ⁴⁰	57

Figure 1.18 : Variations de la vitesse de particules d'alumine ($30\pm 5 \mu\text{m}$) en fonction du temps 50 mm en aval de la sortie de tuyère au centre du jet de particules, plasma Ar/H ₂ 35/10 NL/min, torche F4-MB, 550 A, 37kW ⁴⁰	57
Figure 1.19 : Morphologies de lamelles de molybdène formés sur substrat d'acier pour différentes températures de substrat. Profils surfaciques 3-D correspondant. (a, c) température ambiante, (b, d) 200°C ⁵²	62
Figure 1.20 : Profil radial de flux thermique relevé à 80 mm de la sortie de tuyère pour une vitesse de déplacement torche-substrat de 0,5 mm/s ⁵⁹	65
Figure 1.21 : Evolution de Φ_0 avec la distance de tir pour différentes puissances électriques fournies au jet de plasma ⁵⁹	66
Figure 1.22 : profil radial calculé du flux thermique apporté par le plasma au substrat pour une distance de tir de 80 mm (plasma Ar-H ₂ (45/15 NL/min), 600 A s'écoulant dans l'air, modèle de turbulence k- ϵ Chen-Kim avec $\text{Pr}_t = \text{Sc}_t = 0,7$ ⁶³	67
Figure 1.23 : Isothermes (°C) à l'intérieur d'un substrat d'acier pour une vitesse relative torche-substrat de 1m/s pour un plasma Ar-H ₂ (45/15 NL/min) à 600 A s'écoulant dans l'air ⁶³	68
Figure 1.24 : Profil du flux thermique apporté par les particules calculé à l'aide des impacts voisins ⁵⁹	69
Figure 1.25 : Densité de flux de chaleur calculés dans le procédé de projection par plasma ; les conditions opératoires sont données dans le tableau 6 ⁶⁴	70
Figure 2.1 : Profils d'enthalpie en entrée du domaine de calcul pour un plasma stationnaire et pour un plasma avec des fluctuations radiales, jet de plasma N ₂ /H ₂ s'écoulant dans l'air ⁹⁴	81
Figure 2.2 : Variation du courant d'arc en fonction du temps (a) et influence sur la température calculée en sortie de tuyère pour un plasma N ₂ -H ₂ s'écoulant dans l'air (b) ⁹⁴	81
Figure 2.3 : Profils de vitesse (a) et d'enthalpie (b) dans un plan situé 5 cm après la sortie de torche, pour un plasma N ₂ -H ₂ s'écoulant dans l'air ⁹⁴	82
Figure 2.4 : Comparaison des profils de température à la sortie de tuyère (a) et 2 mm après la sortie de torche (b), calculés avec la méthode de profil imposé et la méthode de source de puissance pour un plasma Ar-H ₂ (40-12 NL/min) s'écoulant dans l'air ⁹⁶	83
Figure 2.5 : Evolution des degrés de déséquilibre en fonction de la distance à la sortie de tuyère ⁸³	85
Figure 2.6 : Comparaison de profils axiaux de température en fonction du modèle de turbulence et pour différentes valeurs des nombres de Prandtl et de Schmidt turbulents (0,7 ou 0,9) dans le	

cas d'un écoulement Ar-H ₂ (37-3 NI/min) s'écoulant dans l'air et impactant sur un substrat à 80 mm de la sortie de torche de diamètre 6 mm ⁷⁷	88
Figure 2.7 : Champs de température d'un mélange Ar-H ₂ (40-12 NI/min) à 3 mm après la sortie de tuyère sans gaz porteur (a), avec gaz porteur de débit 6NI/min dans le cas d'une injection externe (b) et d'une injection interne (c) du gaz porteur ; diamètre 7,8 mm ⁹⁶	90
Figure 2.8 : Isothermes calculées dans le plan de symétrie du domaine de calcul avec gaz porteur (a) et sans gaz porteur (b) ; le premier contour a pour valeur 1000 K, l'intervalle entre deux lignes est de 1000 K ⁸⁴	91
Figure 2.9 : Profils radiaux de vitesse (a) et de température (b) dans le plan situé à 5 cm en aval de la sortie de tuyère, pour différentes valeurs de débit de gaz porteur ⁸¹	92
Figure 2.10 : Prédictions du flux thermique transféré à la paroi dans le cas d'un écoulement Ar-H ₂ (37-3 NI/min, puissance effective 16500W) dans l'air impactant sur un substrat à 80 mm de la sortie de torche ⁶¹	93
Figure 2.11 : Nuages de particules dans le plan perpendiculaire à l'axe de la torche situé 10 cm en aval de la sortie de tuyère, calculé pour chaque paramètre considéré individuellement (a et b) et pour tous les paramètres combinés (c) ⁷⁹	95
Figure 2.12 : Vitesse d'injection d'une classe de tailles de particules de zircone calculée pour différentes valeurs de débit de gaz porteur ; diamètre de l'injecteur 2 mm ⁹⁶	96
Figure 2.13 : Trajectoires « frontales » des particules pour différentes valeurs de la vitesse d'injection ; plasma Ar-H ₂ (41-12 NI/min) à 600 A, particules d'alumine de 10 μm ¹¹³	97
Figure 2.14 : Isocontours des paramètres des particules (température, vitesse) suivant le diamètre et la vitesse d'injection avant l'impact sur le substrat (Ar (82 NI/min)-H ₂ (8 NI/min), diamètre de tuyère 8mm, poudre de nickel, distance de tir 120 mm) ⁸⁶	98
Figure 2.15 : Comparaison des différentes forces s'exerçant sur des particules de zircone en fonction de leur diamètre, dans un plasma Ar-25% H ₂ à la température de 5000K et une vitesse relative plasma-particule de 500 m/s	100
Figure 2.16 : Evolution du C _D en fonction de la température du gaz plasma, d _p =100μm, T _p =1000K, v _p =50m/s ¹²²	102
Figure 2.17 : Evolution de h en fonction de la température du gaz plasma d'argon, d _p =100μm, T _p =1000K, v _p =10m/s ¹²²	104
Figure 2.18 : Variation du rayon d'une particule de molybdène de 20 μm traitée dans un plasma Ar-H ₂ (« current model » : prise en compte de la modification du flux de chaleur à la particule	

par le transfert de masse et de l'évaporation contrôlée par la diffusion dans la couche limite) ⁸⁰	107
Figure 2.19 : Position du front de fusion d'une particule de zircone agglomérée de 50 µm dans un écoulement plasma de Ar-H ₂ à 15, 20, 30, 40, 50 et 90 mm de la sortie de tuyère sur l'axe de la torche ⁸⁷	109
Figure 2.20 : Evolution de l'épaisseur de la couche d'oxyde à la surface d'une particule suivant la température de la particule ¹³⁰	112
Figure 2.21 : Taux d'évaporation produit par l'oxydation et l'évaporation physique d'une particule de molybdène de 40 µm traitée dans un plasma Ar-H ₂ ⁸⁰	113
Figure 2.22 : Profils de dépôts par simulation (a) et expérience (b) ⁹⁶	115
Figure 3.1 : Principe de fonctionnement du code ESTET 3.4	133
Figure 3.2 : Représentation schématique de l'angle φ de non-orthogonalité	135
Figure 3.3 : Grilles semi-découpées utilisées dans ESTET 3.4	136
Figure 3.4 : Domaine de calcul pour un cas type en projection par plasma d'arc	138
Figure 3.5 : Principe du modèle de source volumique de chaleur	141
Figure 3.6 : Déplacement d'une particule solide P et de sa voisine fluide F entre t et t+dt	148
Figure 3.7 : Etapes du traitement thermique des particules en vol où T _f est la température de fusion et T _v la température d'ébullition	151
Figure 3.8 : Schéma de l'impact d'une particule fondue et de la formation d'une lamelle	156
Figure 3.9 : Schéma d'une lamelle sur le substrat	156
Figure 3.10 : Formation du dépôt par superposition des épaisseurs de lamelles ⁹⁶	157
Figure 4.1 : Maillage du domaine de calcul du cas de référence	165
Figure 4.2 : Champs de température dans le plan axial contenant l'injecteur, gradient maximum de température suivant y : 6.10 ⁶ °C/m sur la périphérie du jet en sortie de tuyère	166
Figure 4.3 : Champs de vitesse dans le plan axial contenant l'injecteur, gradient maximum de la composante axiale de la vitesse suivant y : 8,5.10 ⁵ m/s/m	167
Figure 4.4 : Champs de fraction massique d'air dans le plan axial contenant l'injecteur	167
Figure 4.5 : Vues de maillages « grand » et « fin » en coupe transversale par rapport à l'axe de la tuyère (à gauche) et en coupe longitudinale suivant l'axe de l'injecteur (à droite) ; y est l'axe de la torche, z l'axe de l'injecteur	169
Figure 4.6 : Evolution de la vitesse de l'écoulement suivant l'axe de la torche en fonction de la densité du maillage et de la dimension du domaine de calcul	170

Figure 4.7 : Evolution de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche en fonction de la densité du maillage et de la dimension du domaine de calcul	170
Figure 4.8 : Profil radial de vitesse de l'écoulement dans le plan situé à 2 mm en aval de la sortie du tuyère pour 2 densités de maillage (maillage « normal » et maillage « fin »)	171
Figure 4.9 : Profil radial de température de l'écoulement dans le plan situé à 2 mm en aval de la sortie du tuyère pour 2 densités de maillage (maillage « normal » et maillage « fin »)	172
Figure 4.10 : Profil radial de vitesse de l'écoulement dans le plan situé à 35 mm en aval de la sortie de tuyère pour 2 densités de maillage (maillage « normal » et maillage « fin »)	173
Figure 4.11 : Profil radial de température dans le plan 35 mm en aval de la sortie de tuyère pour 2 densités de maillage (maillage « normal » et maillage « fin »)	173
Figure 4.12 : Profil radial de vitesse de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour 2 densités de maillage et 2 tailles du domaine de calcul	174
Figure 4.13 : Profil radial de température de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour 2 densités du maillage et 2 tailles du domaine de calcul	174
Figure 4.14 : Evolution de la vitesse de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents modèles de turbulence	176
Figure 4.15 : Evolution de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents modèles de turbulence	176
Figure 4.16 : Evolution de l'intensité turbulente de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents modèles de turbulence avec $I = \frac{\sqrt{2k}}{v}$, avec $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} R_{ij}$	177
Figure 4.17 : Evolution de la viscosité cinématique turbulente de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents modèles de turbulence avec $\nu_t = 0,09 \frac{k^2}{\varepsilon}$	177
Figure 4.18 : Profil radial de température de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour différents modèles de turbulence	179
Figure 4.19 : Profil radial de vitesse de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour différents modèles de turbulence	179
Figure 4.20 : Profil radial de fraction volumique d'azote de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour différents modèles de turbulence	180
Figure 4.21 : Maillage cartésien du domaine de calcul et conditions aux limites pour la méthode PV	181

Figure 4.22 : Profil radial de vitesse de l'écoulement calculé et mesuré dans le plan situé à 2 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T _____	182
Figure 4.23 : Profil radial de température de l'écoulement calculé et mesuré dans le plan situé à 2 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T _____	182
Figure 4.24 : Evolution de la vitesse de l'écoulement calculée et mesurée sur l'axe de la torche pour les conditions aux limites PV et V&T _____	183
Figure 4.25 : Evolution de la température de l'écoulement calculée et mesurée sur l'axe de la torche pour les conditions aux limites PV et V&T _____	184
Figure 4.26 : Evolution de la fraction massique d'air calculée sur l'axe de la torche pour les conditions aux limites PV et V&T _____	184
Figure 4.27 : Profil radial de vitesse de l'écoulement calculé et mesuré dans le plan situé à 35 mm en aval de la sortie de torche pour les conditions aux limites PV et V&T _____	185
Figure 4.28 : Profil radial de température de l'écoulement dans le plan situé à 35 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T _____	186
Figure 4.29 : Profil radial de fraction volumique d'azote dans le plan situé à 35 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T _____	186
Figure 4.30 : Profil radial de vitesse de l'écoulement calculée et mesurée dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de torche pour les conditions aux limites PV et V&T _____	187
Figure 4.31 : Profil radial de température de l'écoulement calculée et mesurée dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T _____	187
Figure 4.32 : Profil radial de fraction volumique d'azote calculée et mesurée dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T _____	188
Figure 4.33 : Profil radial du flux thermique apporté au substrat par l'écoulement en fonction de différents modèles de turbulence et représentation de la couche limite _____	190
Figure 4.36 : Vitesse moyenne de particules de ZRO-103 en fonction du débit massique de poudre _____	194
Figure 4.37 : Température moyenne de particules de ZRO-103 en fonction du débit massique de poudre _____	194
Figure 4.38 : Evolution de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents pourcentages en volume d'hydrogène dans le gaz plasmagène _____	195
Figure 4.39 : Evolution de la vitesse de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents pourcentages en volume d'hydrogène dans le gaz plasmagène _____	196

Figure 4.40 : Evolution de la fraction volumique d'azote de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents pourcentages en volume d'hydrogène dans le gaz plasmagène _____	196
Figure 4.41 : Vitesse moyenne de particules en fonction du pourcentage d'hydrogène dans l'écoulement pour la poudre 204-NS et la poudre ZRO-103 _____	197
Figure 4.43 : Evolution temporelle de la tension d'arc et de l'intensité lumineuse de l'écoulement. Torche F4-MB avec un mélange de gaz plasmagène de 35 NI/min Ar et 10 NI/min H ₂ sous 550 A (tableau 4.5) ⁸ _____	198
Figure 4.44 : Evolution temporelle de la puissance électrique, de la puissance effective de la torche ainsi que du rendement thermique instantané de la torche _____	200
Figure 4.45 : Evolution temporelle de la vitesse de l'écoulement sur l'axe de la torche à différentes distances de la sortie de tuyère _____	201
Figure 4.46 : Evolution de la température de l'écoulement sur l'axe de la torche à différentes distances de la sortie de tuyère _____	201
Figure 4.47 : représentation schématique des 2 angles utilisés pour définir la direction d'injection des particules _____	203
Figure 4.48 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°1 (base) _____	205
Figure 4.49 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°2 (vitesse) _____	205
Figure 4.50 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°3 (position) _____	206
Figure 4.51 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°4 (angle) _____	206
Figure 4.52 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°5 (dispersion turbulente) _____	207
Figure 4.53 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°6 (complet) _____	208
Figure 4.54 : Evolution de la température en fonction de la vitesse des particules dans le plan situé à 99 mm de la sortie de tuyère pour les 6 calculs _____	209
Figure 4.55 : Dispositif expérimental de mesures en vol des paramètres des particules ⁸ _____	211
Figure 4.56 : Evolution temporelle de la vitesse des particules calculée et mesurée dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère ; conditions opératoires : tableaux 4.5 et 4.7 _____	212
Figure 4.57 : Evolution temporelle de la température des particules calculée et mesurée dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère ; conditions opératoires : tableaux 4.5 et 4.7 _____	212
Figure 4.58 : Evolution temporelle du diamètre des particules calculée dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère ; conditions opératoires : tableaux 4.5 et 4.7 _____	213

Figure 4.59 : Evolution du temps de séjour des particules défini entre l'instant de l'injection et celui où elles passent dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère en fonction du diamètre	214
Figure 4.60 : Distribution par taille de particules à l'impact sur le substrat ; conditions opératoires : tableau 4.5	217
Figure 4.61 : Distribution par vitesse de particules à l'impact sur le substrat ; conditions opératoires : tableau 4.5	217
Figure 4.62 : Distribution par température de particules à l'impact sur le substrat ; conditions opératoires : tableau 4.5	218
Figure 4.63 : Géométrie du dépôt obtenus à l'aide d'un écoulement stationnaire, conditions opératoires : tableau 4.5	219
Figure 4.64 : Géométrie du dépôt obtenu à l'aide d'un écoulement instationnaire, condition opératoires : tableau 4.5	219
Figure 4.65 : Géométrie du dépôt expérimental réalisé pendant un tir de 3 s pour un débit massique de poudre de 1 kg/h, conditions opératoires : tableau 4.1	221
Figure 5.1 : Configuration du montage expérimental ¹⁸³	228
Figure 5.2 : Géométrie du substrat ¹⁸³	229
Figure 5.3 : Système expérimental et dispositif de mesure de la température de la cible ¹⁸⁴	229
Figure 5.4 : Photographie d'un écoulement plasma et les zones de température déduites de la comparaison avec des mesures spectroscopiques ¹⁸⁴ .	230
Conditions opératoires: 45 NI/min Ar + 15 NI/min H ₂ ; 600 A, diamètre de tuyère 7 mm	230
Figure 5.5 : Domaine de calcul, plan médian du maillage et conditions aux limites du modèle	231
Figure 5.6 : Champs de température expérimentaux .Conditions opératoire : 45 NI/min Ar + 15 NI/min H ₂ - 600 A– Air à 10 ⁵ Pa ¹⁸³	232
Figure 5.7 : Champs de température calculés (a) et expérimentaux (b)	233
Conditions opératoires : tableau 5.1 – pression : argon à 0.5 10 ⁵ Pa ¹⁸³	233
Figure 5.8 : Champs de température expérimentaux obtenus pour deux mélanges différents : (a) Ar-H ₂ 45-3 NI/min, (b) Ar-H ₂ 45-15 NI/min ¹⁸³	234
Figure 5.9 : Flux thermique calculé apporté au substrat par l'écoulement plasma ¹⁸⁴	235

Nomenclature

Remarque : lorsqu'un même symbole représente des variables différentes, sa signification sera précisée dans le contexte.

a_L	constante du modèle lagrangien	
b_L	constante du modèle lagrangien	
A_{ij}	coefficient de la formule de Mason et Saxena	-
c	concentration molaire	mol/m ³
c	célérité du son	m.s ⁻¹
C_p	chaleur massique	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
$C_{p,i}$	chaleur massique de l'espèce i	J.kg ⁻¹ .K ⁻¹
C_μ	constante de Prandtl-Kolmogorov (modèle k-ε)	
d	diamètre	m
D	diamètre de la tuyère	m
D_{ij}	coefficient de diffusion	m ² .s ⁻¹
D	débit massique	kg.s ⁻¹
e	épaisseur	m
F	vecteur force	N
g	vecteur accélération de la pesanteur	m/s ²
H	enthalpie	J
h	enthalpie massique	J.kg ⁻¹

hi	enthalpie massique de l'espèce i	J.kg-1
I	intensité du courant d'arc	A
k	énergie turbulente	m ² /s ²
k _B	constante de Boltzmann = 1,38.10 ⁻²³	J.K ⁻¹
K	constante d'équilibre	
L	longueur de la tuyère	m
M	masse molaire	g.mol ⁻¹
m	masse	kg
Nu	coefficient de transfert de chaleur	
p	pression	Pa
P	puissance	W
r	rayon	m
r	distance radiale	m
R	rayon	m
R	constante des gaz parfaits = 8,32	J.mol ⁻¹ .K ⁻¹
Ra	rugosité moyenne	μm
S	surface	m ²
T	température	K
v	vitesse	m.s ⁻¹
V	tension	V
X _i	fraction massique de l'espèce i	kg.kg ⁻¹

Symboles grecs

α	diffusivité thermique	
α	angle	deg.
δ_{ij}	symbole de Kronecker	
ε	dissipation turbulente	
Φ	flux thermique apporté au substrat par la torche	$W.m^2$
Φ	variable d'une équation	
η	rendement effectif de torche	
κ	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
κ_t	conductivité thermique turbulente	$W.m^{-1}.K^{-1}$
k	conductivité thermique	$W.m^{-1}.K^{-1}$
k_i	conductivité thermique de l'espèce i	$W.m^{-1}.K^{-1}$
l_D	longueur de Debye	m
λ	libre parcours moyen des molécules	m
μ	viscosité dynamique	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
μ_i	viscosité dynamique de l'espèce i	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
μ_t	viscosité dynamique turbulente	$kg.m^{-1}.s^{-1}$
ν	viscosité cinématique	m^2/s
φ	angle	deg.

σ	section efficace de collision	m^2
ρ	masse volumique	kg.m^{-3}
τ_{ij}	: composante i,j du tenseur des contraintes visqueuses	J.m^{-3}
τ	temps caractéristique	
ξ	degré d'étalement de la particule	
ξ	coefficient de déséquilibre	

Nombres adimensionnels

B	nombre de Spalding
Bi	nombre de Biot
K	nombre de Sommerfeld
Kn	nombre de Knudsen
M_a	nombre de Mach
Pe	nombre de Peclet
Prt	nombre de Prandtl
Re	nombre de Reynolds
Sc	nombre de Schmidt
Sh	nombre de Sherwood
St	nombre de Stefan
We	nombre de Weber

Indices

Ar	argon
a	ambient
c	critique
D	traînée
eff	efficace
f	film
fus	fusion
g	gaz
H	hydrogène
lam	lamelle
m	massique
p	particule
s	surface
t	transition
t	turbulent
v	volumique
vap	vapeur
∞	Au-delà de la couche limite

Remerciements

Ce travail a été réalisé au sein du laboratoire Sciences des Procédés Céramiques et de Traitement de Surfaces de l'université de Limoges et dans les locaux de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieur de Limoges (E.N.S.I.L.).

Je tiens tout d'abord à remercier la région Limousin pour avoir financé ce travail pendant ces trois années

Je tiens à exprimer mon immense gratitude à Monsieur le Professeur Pierre Fauchais, responsable de l'axe 2 du laboratoire, pour m'avoir accueilli au sein de son équipe et avoir accepté la présidence de mon jury de thèse.

Je remercie mon directeur de thèse, Madame le Professeur Armelle Vardelle, pour la rigueur scientifique qu'elle m'a permis d'acquérir et pour la qualité de ses conseils et son soutien. De cette qualité a dépendu le succès de cette thèse.

Messieurs Laurent Fulcheri, du C.E.N.E.R.G. de Sophia Antipolis, et Dominique Gobin, de l'Université d'Orsay, ont bien voulu me faire l'honneur de juger ce travail. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma sincère gratitude.

Je suis très reconnaissant à Monsieur Gilles Mariaux, du laboratoire SPCTS, pour son aide et ses conseils tout au long de ce travail, ainsi que pour sa participation au jury.

Je remercie également tous les membres du jury d'avoir accepté de participer et de juger ce travail.

A toutes les personnes avec qui j'ai collaboré de près ou de loin pendant ces trois années, j'adresse mes plus vifs remerciements pour m'avoir permis d'avancer.

A tous les thésards du labo et les étudiants en projet qui ont permis un travail dans la bonne humeur au sein de l'E.N.S.I.L. et de la Faculté des Sciences, j'adresse mes sincères remerciements.

Enfin, je dédicace ce travail à ma famille et plus particulièrement à ma mère et à Anne Laure qui m'ont toujours encouragé et soutenu dans les difficultés.

Introduction

Contexte de l'étude

Les applications de la projection plasma couvrent une gamme étendue de matériaux (métaux, alliages, cermets, céramiques) déposés sur des substrats métalliques, polymères ou composites qui peuvent être maintenus à une température inférieure à 150 °C grâce à des systèmes de refroidissement adaptés. Les revêtements sont utilisés en protection contre l'usure, la corrosion, les effets thermiques mais aussi pour leurs propriétés fonctionnelles (électriques, magnétiques,...).

Les développements actuels portent sur la fabrication de pièces de forme complexes par plasma formage, la réalisation de dépôt à gradient de propriétés et de multimatériaux, le remplacement du chrome dur... La projection plasma peut être, en effet, considérée comme une technologie propre car les nuisances qui accompagnent le fonctionnement de la torche (bruit, rayonnement UV, poussières, gaz toxiques) peuvent être traitées et respecter les règlements environnementaux en vigueur.

Un dépôt réalisé par projection plasma est constitué par l'empilement des particules qui s'écrasent, à grande vitesse, dans un état fondu ou semi-fondu sur la pièce à recouvrir. La vitesse de trempe des particules sur le substrat est supérieure à 10^6 K/s et dans les conditions courantes de projection, les particules impactent sur des couches déjà solidifiées. Le dépôt présente alors une structure lamellaire avec des inclusions éventuelles de particules non-fondues, d'oxydes si le matériau d'apport est un métal ou un alliage projeté dans l'air, et de micro et macro fissures. Celles-ci se forment, généralement, pendant le refroidissement des lamelles et celui du dépôt. Cette microstructure qui conditionne les propriétés du dépôt, dépend à la fois des paramètres des particules à l'impact : taille, vitesse, température, état de fusion et état chimique et des paramètres du substrat : nature, état de surface, chimie de surface, température. Les paramètres des particules sont eux-mêmes conditionnés par les caractéristiques de l'écoulement plasma (champs de vitesse, température, composition) et ses propriétés thermo-physiques (enthalpie, conductivité thermique et viscosité) et, les conditions d'injection du matériau dans cet écoulement. Ce procédé fait maintenant partie des techniques d'ingénierie de surface reconnues. Cependant, il implique des phénomènes aléatoires qui sont liés à la génération de l'arc dans la tuyère, aux interactions entre le jet de particules et le jet de plasma, en particulier au point d'injection, et aux interactions entre ce jet de particules et le substrat.

Le fonctionnement des torches à plasma repose sur le mouvement du pied d'arc sur la paroi de la tuyère. Ce mouvement, nécessaire pour limiter l'usure de la tuyère, est contrôlé par l'épaisseur de la couche limite froide qui se développe à la paroi de l'anode. Cette épaisseur dépend essentiellement de la géométrie de la chambre d'arc et des électrodes, du débit massique des gaz plasmagènes, de leur nature et de leur mode d'injection dans la chambre d'arc, de l'intensité du courant d'arc et de l'état de surface de la paroi de la tuyère. Ce phénomène se traduit par une fluctuation temporelle de la tension de l'arc et, donc, de la puissance électrique fournie par l'arc. En sortie de tuyère, le jet présente des fluctuations de dimensions et des variations temporelles dans les champs de température, de vitesse et de concentration des différentes espèces. Ces fluctuations jouent un rôle important sur le mélange du jet de plasma avec le gaz ambiant, le développement de la turbulence et le traitement thermique et cinématique des particules.

Pour obtenir un dépôt aux propriétés contrôlées sur une pièce de nature et de géométrie données, on procède, généralement, en 2 étapes:

1. La première étape consiste à optimiser les conditions de fonctionnement de la torche et les paramètres du substrat (nature, état de surface, distance par rapport à la torche, mouvement, température...)
2. La seconde, à assurer la reproductibilité des propriétés du dépôt, une fois que les conditions optimales ont été déterminées.

Ces deux étapes peuvent être assistées par des dispositifs de diagnostic ou de contrôle en ligne des paramètres de particules en vol, mais également par un modèle ou des simulations numériques sur le traitement de la poudre dans le jet de plasma et éventuellement sur la construction du dépôt. Les principaux apports de ces outils numériques peuvent être les suivants :

- tout d'abord, une meilleure compréhension de l'influence d'un paramètre donné sur le procédé ;
- ensuite, aider à définir un domaine de variation étroit pour les paramètres opérateurs afin de limiter les essais pour la mise au point d'un dépôt ;
- mais aussi, aider à établir des corrélations entre les paramètres opérateur et les paramètres des particules à l'impact. Ces corrélations permettent de mieux comprendre l'influence de ces paramètres opérateur. Elles pourront également, à terme, être utilisées pour mettre au point la boucle de retour du contrôle en ligne du procédé.

La modélisation de ce procédé a débuté dans les années 70. Les modèles ont atteint un certain degré de maturité et prédisent de façon réaliste le traitement de la poudre. Cependant différents points restent à étudier ou à approfondir, en particulier :

- La modélisation du comportement dynamique de l'arc dans la tuyère et de son interaction avec l'écoulement ;
- la modélisation de la turbulence ;
- l'effet des fluctuations du pied d'arc sur les particules en vol et la construction du dépôt ;
- les réactions chimiques en phase homogène ou hétérogène ;
- le couplage entre les phénomènes d'évaporation et de réaction chimique en surface des particules.

Positionnement de la thèse et objectifs

Le laboratoire SPCTS (Sciences des Procédés Céramiques et de Traitements de Surface) de l'Université de Limoges s'intéresse depuis une quinzaine d'années à la modélisation de ce procédé. Il a développé des modélisations mono et bidimensionnelles, ainsi que des techniques de diagnostic permettant d'étudier le comportement statique et dynamique de l'arc électrique et le comportement des particules en vol dans le jet et à l'impact. Cependant, les comparaisons des résultats numériques et expérimentaux ont montré les limitations des modèles bidimensionnels pour décrire le procédé, en particulier pour l'injection des poudres, et l'interaction du gaz porteur de poudre avec le jet de plasma. Aussi a-t-il été développé une simulation tridimensionnelle du procédé à l'aide du code de mécanique des fluides ESTET développé par le Département Mécanique des Fluides et Transferts Thermiques d'EDF en collaboration avec la société Simulog.

L'objectif de nos travaux est de poursuivre les études tridimensionnelles en y incluant :

- un modèle simplifié de conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans la torche ;
- l'effet des fluctuations du pied d'arc sur le traitement de la poudre ;
- l'influence du transfert de masse sur le transfert thermique aux particules ;
- le calcul des flux thermiques au substrat ;

- un modèle simplifié de construction de dépôt.

Enfin ce modèle a été appliqué à une étude en cours au laboratoire dans le cadre d'une collaboration avec la SNECMA pour tester la tenue d'un matériau composite à un flux de gouttelettes d'alumine. La spécificité du dispositif de test développé au laboratoire est d'intégrer 2 torches à plasma de type torche à plasma de projection. Ces 2 torches sont utilisées à la fois pour produire le flux de gouttelettes d'alumine et maintenir un film d'alumine liquide sur la surface du composite.

Organisation du manuscrit

Le premier chapitre situe le procédé de projection par plasma parmi les autres procédés de projection thermique et détaille les principaux phénomènes qui contrôlent le traitement de la poudre et la construction du dépôt en projection plasma.

Le second chapitre décrit l'état de l'art dans le domaine de la modélisation de ce procédé.

Le troisième chapitre présente le modèle que nous avons développé : hypothèses, conditions aux limites et formulation mathématique du problème physique.

Enfin les deux derniers chapitres présentent les principaux résultats que nous avons obtenus pour une torche de projection plasma conventionnelle (chapitre 4) et pour le dispositif à 2 torches (chapitre 5).

Chapitre 1

La projection par plasma : description du procédé
et des sous-systèmes qui le composent

1.1. Les différentes techniques de projection thermique

L'apparition des revêtements par projection thermique date de 1909 avec l'invention de Schoop portant sur la projection de plomb fondu à l'aide d'un vaporisateur ¹, puis de plomb en poudre à travers une flamme. Les applications industrielles ont débuté en 1914, d'abord dans le domaine militaire (projection d'étain sur la face arrière d'obus), puis dans ceux de l'anticorrosion (dépôts d'aluminium) et de la décoration (dépôt de bronze) ². Ensuite, la recherche de propriétés de surface spécifiques pour des pièces utilisées dans des conditions de plus en plus sévères, en particulier dans les industries aéronautique et mécanique, a conduit au développement de nouveaux procédés de projection thermique (plasma, canon à détonation, flamme hypersonique (HVOFⁱ)) et de nouveaux dépôts (alliages métalliques, céramiques, composites...).

La projection thermique regroupe l'ensemble des procédés de revêtement de surface pour lesquels un matériau d'apport est fondu par une source de chaleur, puis projeté sur la surface à revêtir sur laquelle il se solidifie (figure 1.1). En principe, tout matériau dont la température de fusion est séparée d'au moins 300 °C de la température de décomposition ou de vaporisation peut être projeté et le substrat peut être maintenu à une température inférieure à 150 °C pendant l'opération de déposition. L'épaisseur du dépôt constitué par l'empilement de lamelles est généralement comprise entre 50 microns et quelques millimètres ².

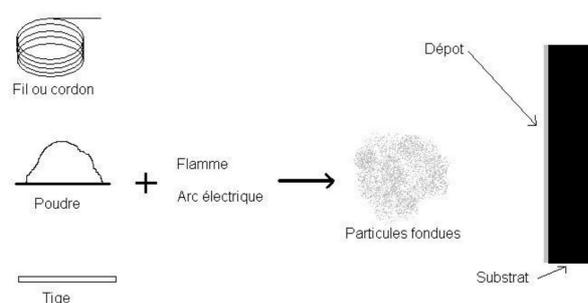


Figure 1.1 : Principe de la projection thermique ²

ⁱ HVOF : High Velocity Oxifuel Flame

Les propriétés du dépôt dépendent de sa microstructure qui est fortement conditionnée par les paramètres des particules à l'impact et par ceux du substrat. Les paramètres des particules à l'impact sont leur vitesse, leur température, leur état de fusion, leur taille, leur état chimique. Ils dépendent des caractéristiques de l'écoulement plasma et des conditions d'injection de la poudre dans celui-ci. Les paramètres du substrat sont sa nature, sa rugosité, son état chimique de surface et sa température avant, pendant et après le tir.

On peut séparer les procédés de projection thermiques en deux familles selon la source de chaleur utilisée: flamme ou arc électrique.

1.1.1. Le procédé de projection par flamme

Ce type de projection utilise l'énergie d'une réaction chimique. Pratiquement, tous les matériaux dont la température de fusion est inférieure à 2300 °C, peuvent être projetés par cette technique. Ce sont en général des métaux, des alliages ou certaines céramiques, se présentant sous forme de fil, de barreau (procédé Rockideⁱⁱ) ou de poudre.

Il y a trois sortes de procédés: la projection flamme-poudre, la projection flamme-fil et la projection par flamme hypersonique (HVOF).

1.1.1.a. la projection flamme-poudre

Elle consiste à introduire un matériau sous forme de poudre dans une flamme oxy-combustible et à le véhiculer grâce à l'énergie cinétique transmise par les gaz de combustion (figure 1.2). En raison de la faible vitesse des particules (de l'ordre de 30 m/s), les dépôts obtenus présentent généralement une faible adhérence (20 à 40 MPa) et une porosité élevée (10 à 20 %) par rapport aux dépôts obtenus avec d'autres techniques de projection (voir tableau 1 page 39).

ⁱⁱ Saint Gobain, www.saint-gobain.com

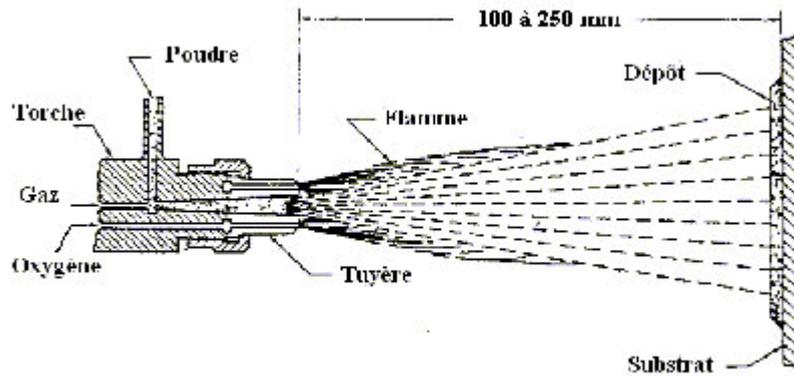


Figure 1.2 : Coupe d'une torche de projection flamme-poudre³

1.1.1.b. la projection flamme-fil

Contrairement au procédé flamme-poudre, la flamme est uniquement utilisée pour fondre le matériau d'apport, introduit sous forme de fil, de barreau ou de cordon en son centre. La projection des gouttelettes sur le substrat est assurée par un jet de gaz comprimé qui atomise le matériau fondu (figure 1.3).

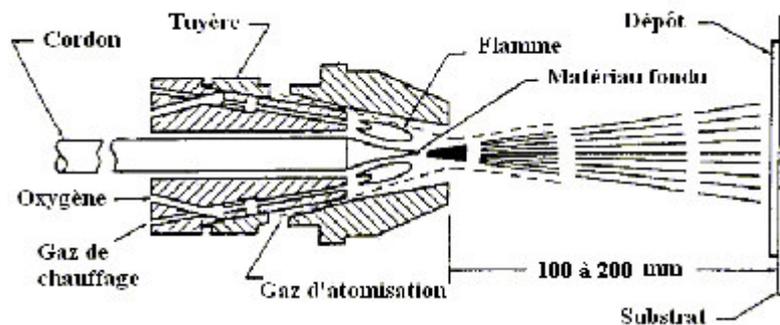


Figure 1.3 : Coupe d'une torche à flamme adaptée à l'utilisation d'un fil ou d'un barreau³

1.1.1.c. la projection par flamme hypersonique

Ce type de projection tire son nom de la vitesse de sortie des gaz qui se situe entre Mach 1 et Mach 2. Deux procédés présentent ce type de caractéristiques: la projection hypersonique à tir discontinu (canon à détonation) et celle à tir continu (HVOF).

- **Canon à détonation** : cette technique utilise l'énergie de détonation d'un mélange généralement constitué d'oxygène et d'acétylène pour projeter les particules à déposer sur le substrat. Le matériau est introduit dans le tube qui constitue le canon à détonation, en même temps que

le mélange combustible (figure 1.4). Ce mélange explose grâce à une étincelle, à la fréquence d'environ 8 allumages par seconde. La poudre est chauffée et éjectée à très grande vitesse (600 à 900 m/s) vers le substrat par l'onde de choc créée. Entre chaque tir, le tube est balayé par un jet de gaz neutre (argon). Des températures supérieures à 3300 °C sont atteintes par les gaz brûlés suivant l'onde de choc. Ce procédé est essentiellement utilisé pour réaliser des dépôts de cermets (WC-Co, ...) ou de céramiques (Cr₂O₃, Al₂O₃, ...).

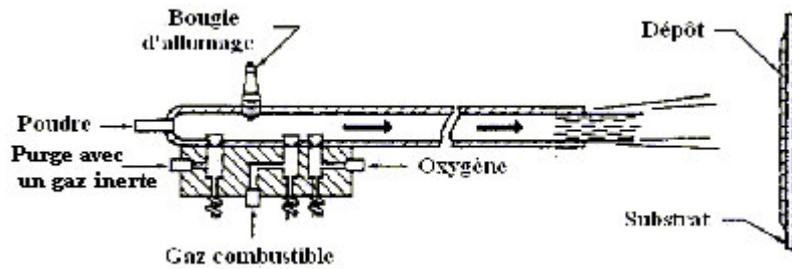


Figure 1.4 : Schéma simplifié d'un canon à détonation³

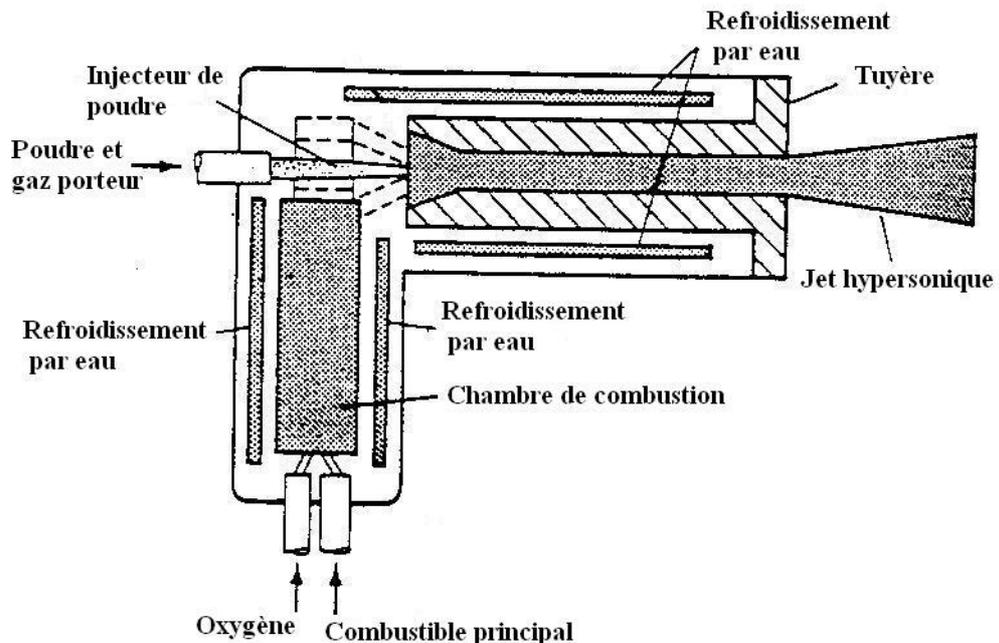


Figure 1.5 : Schéma de principe d'une torche HVOF³

- Flamme oxyfuel à haute vitesse (HVOF) : cette technique a été développée dans les années 80. Le principe est basé sur une réaction de combustion à haute pression ($5 \cdot 10^5$ à $7 \cdot 10^5$ Pa) dans une chambre à combustion. Les vitesses de flamme et de particules en sortie de tuyère sont très

élevées (jusqu'à 700 m/s). L'HVOF utilise la combustion de l'oxygène avec un carburant comme le propane, le propylène, le tétrène, l'hydrogène ou le kérosène. Un procédé comparable, l'HVAFⁱⁱⁱ, utilise quant à lui un mélange kérosène-air comprimé (figure 1.5)⁴.

Ces procédés de projection sont principalement utilisés pour projeter des alliages métalliques et des carbures.

1.1.2. Arc électrique

On peut distinguer deux procédés qui utilisent comme source d'énergie un arc électrique: la projection arc-fil et la projection par plasma d'arc.

1.1.2.a. la projection arc-fil

Dans ce procédé, deux électrodes sous forme de fils constitués du matériau à déposer sont mises en contact à l'intérieur de la torche à l'endroit où est injecté un gaz d'atomisation (figure 1.6). Une tension de 25 à 40 V est appliquée entre les 2 fils et un arc est créé entre les électrodes. Celui-ci fait fondre les extrémités des fils et le gaz d'atomisation détache la partie fondue sous forme de gouttelettes et les projette sur le substrat. Cette technique permet de réaliser des dépôts épais (0,5 à 3 mm) à des taux de déposition élevés (5 à 30 kg/h). La projection par arc fil présente un meilleur rendement de dépôt par rapport aux autres procédés de projection mais elle nécessite des matériaux conducteurs électriques et tréfilables. Les matériaux les plus couramment utilisés sont le zinc, l'aluminium, le cuivre, le molybdène et les aciers. Des matériaux issus de la technologie des fils fourrés constitués d'une gaine métallique garnie de poudre permettent maintenant de réaliser des dépôts d'alliages (NiCrAl, NiMoAl, FeCrMn) ou des dépôts métalliques renforcés par des céramiques (carbures, ...).

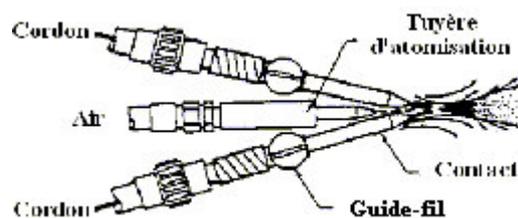


Figure 1.6 : Coupe d'une torche à arc fil³

ⁱⁱⁱ HVAF : High Velocity Air Flame

1.1.2.b. la projection par plasma d'arc soufflé

Le jet de plasma est créé par un arc électrique éclatant entre deux électrodes concentriques entre lesquelles circule un écoulement gazeux. L'arc est en général initié par une décharge haute fréquence (figure 1.7).

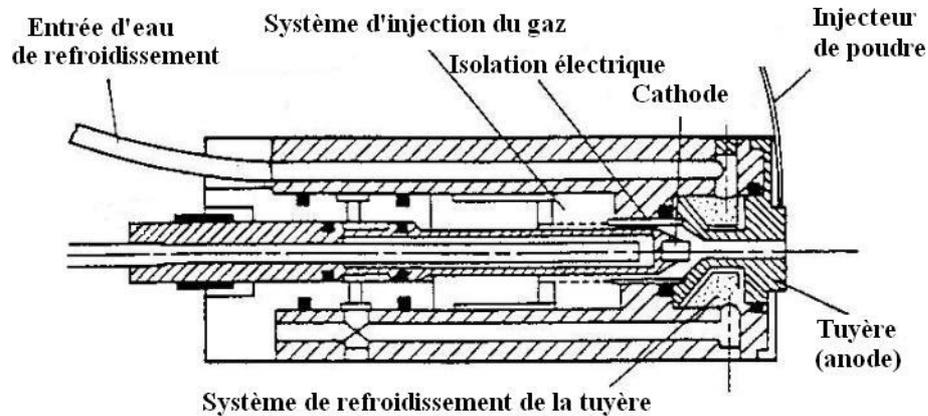


Figure 1.7 : Schéma d'une torche à plasma d'arc ³

Le flux gazeux porté à haute température (15000 à 20000°C) par effet joule est partiellement ionisé. Son expansion permet d'atteindre en sortie de tuyère des vitesses élevées (1500 à 2000 m/s). Le matériau pulvérulent est introduit dans l'écoulement plasma par un gaz porteur en amont ou en aval de la sortie de tuyère. Les particules sont fondues ou partiellement fondues et projetées à grande vitesse (de l'ordre de 200 m/s) sur le substrat. Les gaz plasmagènes utilisés sont, en général, des mélanges binaires ou ternaires constitués d'un gaz primaire de densité élevée (Ar, N₂) et d'un gaz secondaire et éventuellement ternaire de conductivité thermique et d'enthalpie plus élevées (H₂, He). Cette technique peut être utilisée dans l'air ambiant (APS : Air Plasma Spraying), en atmosphère contrôlée (argon, azote...), sous vide partiel (6 kPa) ou en surpression (jusqu'à 4x10⁵ Pa).

Tableau 1.1 – Principales caractéristiques des différents procédés de projection thermique ^{2 5}

Caractéristiques	Projection flamme-	Projection flamme-fil	Arc électrique	Plasma APS ¹	HVOF	Canon à détonation
Source de chaleur	flamme	flamme	arc électrique	plasma	flamme	flamme
Température de la source chaude (°C)	3000	3000	6000	12000	3000	3000
Vitesse de l'écoulement (m/s)	80 - 100	100 - 300	200 - 300	300 - 1200	400 - 2000	900 - 2000
Transport des particules	gaz flamme	air comprimé	air comprimé	gaz plasma	gaz flamme	gaz flamme
Vitesse des particules (m/s)	40	150	150	200	700	950
Forme du produit d'apport	poudre	fil	fil	poudre	poudre	poudre
Taux horaire de dépôt (kg/h)	1 à 3	1 à 20	5 à 30	1 à 4	3 à 5	3 à 5
Taux d'oxydes (%)	6 - 12	4 - 8	1 - 10	1 - 5	0,5 - 2	0,1 - 0,5
Rendement moyen ² (%)	50	70	80	70	70	70
Force d'adhérence (MPa)	20 à 40	20 à 40	40	30 à 70	50 à 80	50 à 80
Taux de porosité (%)	10 à 20	10 à 20	8 à 15	1 à 10	0,5 à 2	0,5 à 2
Epaisseur déposée (mm)	0,1 à 1,5	0,1 à 1,5	0,2 à 3	0,05 à 1,5	0,05 à 1	0,05 à 1
Exemples de matériaux d'apport	métaux, céramiques, cermets	métaux, céramiques, cermets	métaux, fils fourrés	métaux, alliages, céramiques, composites	métaux, alliages, cermets	cermets, céramiques
1 APS : Air Plasma Spraying						
2 Pourcentage du matériau d'apport projeté qui adhère au substrat						

1.1.3. Comparaison des procédés.

Le tableau 1.1 résume les principales caractéristiques des différents procédés de projection thermique. La projection par plasma d'arc se distingue des autres procédés par :

- une température et une enthalpie de flamme très élevées qui permettent de fondre des matériaux céramiques ou des alliages réfractaires ;
- des vitesses de particules relativement élevées ;
- la possibilité de faire des dépôts minces ou épais ;
- la large gamme de matériaux d'apport ⁵.

1.2. La projection par plasma d'arc.

Notre étude porte sur la modélisation du procédé de projection plasma, aussi décrivons nous de façon plus détaillée les caractéristiques de ce procédé. Ce dernier peut être divisé en quatre sous-systèmes, comme le montre la figure 1.8. Ces sous-systèmes sont les suivants :

1. formation du jet de plasma par conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans le gaz plasmagène (partie 1) ;
2. injection des particules dans le jet de plasma (partie 2) ;
3. écoulement du jet de plasma dans le gaz environnant et interaction avec la poudre (partie 3) ;
4. construction du dépôt sur le substrat (partie 4).

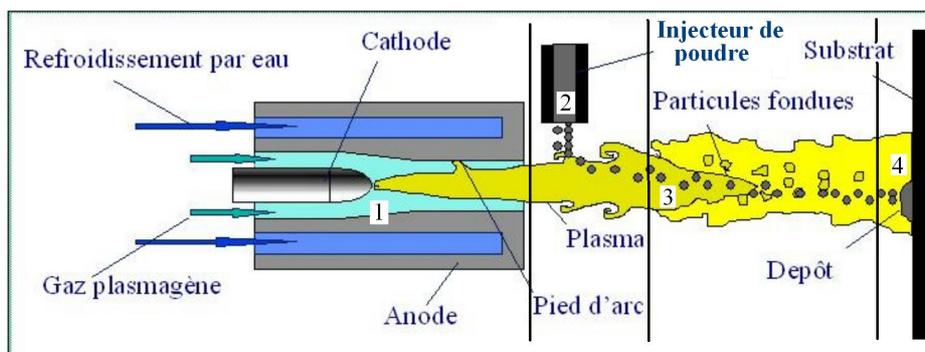


Figure 1.8 : Principe de la projection par plasma d'arc ; principaux sous-systèmes.

L'optimisation et la maîtrise des propriétés des dépôts nécessitent l'identification des principaux paramètres du procédé contrôlables par l'opérateur et de leur influence sur les caractéristiques de l'écoulement, le traitement des particules et la formation des lamelles. De nombreux travaux expérimentaux ^{6 7 8} et théoriques ont été conduits sur ce sujet. Ils ont, en particulier, donné lieu au développement de systèmes de contrôle en ligne adaptés au procédé de projection plasma ^{9 10 11}.

Le tableau 1.2 résume les principaux paramètres opérateur qui agissent sur chacun des sous-systèmes et leur influence.

Tableau 1.2 : Principaux paramètres opératoires dans le procédé de projection par plasma

	Formation du jet de plasma	Injection des particules	Écoulement et particules	Formation du dépôt
Paramètres opératoires	<ul style="list-style-type: none"> - géométrie des électrodes - courant d'arc - composition du gaz - débit massique du gaz 	<ul style="list-style-type: none"> - position et géométrie de l'injecteur - granulométrie - morphologie - débit du gaz porteur 	<ul style="list-style-type: none"> - nature du gaz environnant - pression 	<ul style="list-style-type: none"> - débit de poudre - distance de tir - mouvement relatif torche/substrat - refroidissement du substrat
Influence	<ul style="list-style-type: none"> - fluctuations du pied d'arc - rendement thermique de la torche - enthalpie, température, vitesse du jet 	<ul style="list-style-type: none"> - distributions de vitesse, température, état de fusion, taille et chimie de surface des particules 		<ul style="list-style-type: none"> - angle d'impact des particules - flux thermique au substrat - vitesse de refroidissement des lamelles et des couches - épaisseur des couches - température du couple dépôt/ substrat

1.2.1. Le mode de fonctionnement de la torche

Dans une torche plasma à arc soufflé, l'arc électrique éclate entre la pointe d'une cathode conique constituée de tungstène et la paroi d'une anode en cuivre, concentrique à la cathode entre lesquelles circule le gaz plasmagène. Ce gaz plasmagène est injecté, en amont, dans la chambre d'arc soit radialement, soit le long de la cathode, soit en vortex. Une partie du gaz est fortement chauffée par effet joule; elle est partiellement ionisée et forme un volume de plasma appelé colonne d'arc. Dans cette colonne, le courant électrique circule entre la pointe de la cathode et un point de l'anode appelé pied d'arc. Autour de la colonne d'arc, une couche limite chaude de température supérieure à 6000 K se développe en même temps

qu'une partie du gaz plasmagène s'écoulant le long de l'anode forme une couche limite froide. Celle-ci gaine la colonne d'arc et assure en grande partie sa stabilité. Son épaisseur est conditionnée par le débit et la nature du gaz, son mode d'injection, l'intensité du courant d'arc et la géométrie de la chambre d'arc. Le flux thermique transféré à la paroi de l'anode au point d'accrochage du pied d'arc peut être supérieur à 10^9 W/m^2 ¹².

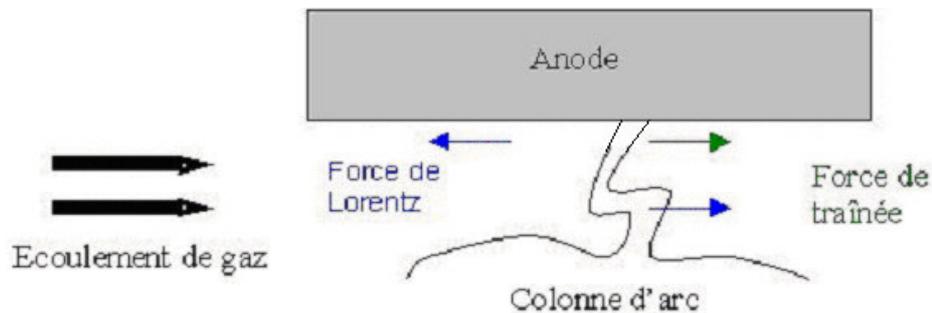


Figure 1.9 : Forces agissant sur le pied d'arc ¹²

La « boucle » de plasma qui relie la colonne d'arc à la paroi anodique, est soumise à des forces dynamiques liées à l'écoulement de gaz, aux forces électromagnétiques de Lorentz dues à l'interaction entre le courant d'arc et le champ magnétique induit par ce courant, et à des effets thermiques (figure 1.9). Lorsque le gaz plasmagène contient un gaz binaire (N_2 , H_2) et que le courant d'arc est suffisamment élevé ($> 200 \text{ A}$), la compétition entre ces phénomènes induit généralement un allongement progressif de la longueur de l'arc et une augmentation de la tension jusqu'au claquage de l'arc puis au réaccrochage à un autre point de l'anode (figure 1.10). Ce mouvement, nécessaire pour limiter l'usure de la tuyère, est essentiellement régi par la géométrie de la chambre d'arc et des électrodes, le débit massique des gaz plasmagènes, leur composition et leur mode d'injection dans la chambre d'arc, l'intensité du courant d'arc et l'état de surface de la paroi de la tuyère.

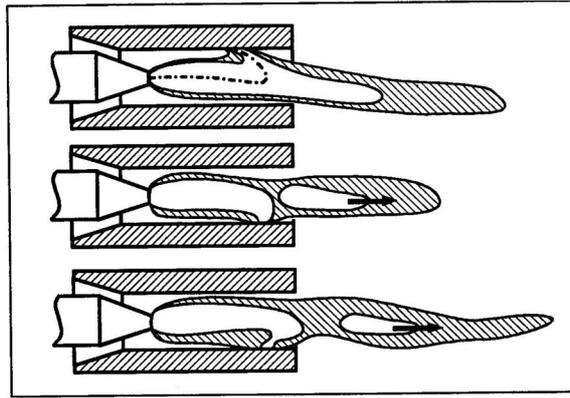


Figure 1.10 : Représentation schématique du mode de claquage-réamorçage de l'arc ¹²

Le déplacement continu du pied d'arc sur la paroi de l'anode confère un caractère «aléatoire» au procédé de projection plasma: lorsque le point d'accrochage se déplace vers l'aval, la longueur de la colonne d'arc augmente ainsi que l'enthalpie et la vitesse du gaz, et ce jusqu'au réaccrochage en un autre point. Ces variations entraînent des fluctuations temporelles et spatiales des champs de vitesse et de température du jet de plasma en sortie de tuyère.

Des travaux expérimentaux ^{12 13 14} et des travaux de modélisation ^{15 16 17 18} sont menés dans différents laboratoires sur l'étude de ces phénomènes.

1.2.2. L'écoulement du jet de plasma dans le gaz environnant

La figure 1.11 montre une représentation schématique de l'écoulement du jet de plasma dans l'atmosphère. Le jet de plasma formé dans la chambre d'arc (zone 1 de la figure 11) sort de la torche à grande vitesse (500 à 2500 m/s) et pénètre dans le gaz ambiant au repos. La rencontre de ces deux gaz de vitesses et densités différentes (la densité du gaz à 10000 K est environ $1/50^{\text{ième}}$ de celle du gaz à 300 K) entraîne la formation de tourbillons d'instabilité en périphérie du jet (zone 2) ¹⁹. Ces tourbillons grossissent vers l'aval et l'écoulement devient turbulent. Ils entraînent le gaz ambiant sous forme de bulles qui gardent, dans un premier temps, une masse volumique et une inertie supérieures à celle du gaz plasmagène. Ces bulles 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).

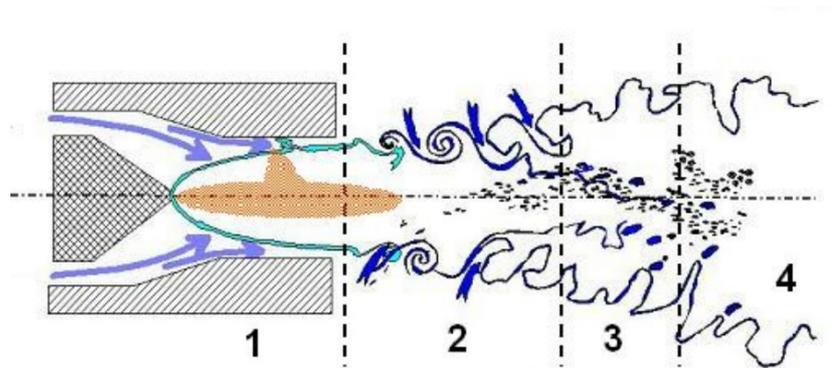


Figure 1.11 : Écoulement du gaz plasmagène dans le gaz environnant

L'amplitude de ce phénomène dépend des caractéristiques du jet (en particulier de sa masse volumique et de sa vitesse) mais aussi des fluctuations du pied d'arc qui modifient continuellement ces caractéristiques et le développement de la turbulence.

1.2.3. Le traitement des particules dans le jet de plasma

Le traitement des particules dans le jet de plasma est conditionné par les caractéristiques de l'écoulement et par les trajectoires qu'elles suivent dans celui-ci.

1.2.3.a. l'injection des particules

Le matériau à projeter est injecté dans le jet de plasma par un injecteur situé en aval du pied d'accrochage de l'arc, le transport de la poudre étant assuré par un gaz porteur. L'injecteur est, le plus couramment, perpendiculaire à l'axe de la torche; il peut être placé à l'intérieur ou à l'extérieur de l'anode. Son diamètre varie d'environ 1,6 mm à 2 mm. Le débit du gaz porteur doit être ajusté pour adapter la quantité de mouvement de la poudre à celle de l'écoulement afin d'assurer sa pénétration dans les zones les plus chaudes (et généralement les plus visqueuses) du jet de plasma. Ce débit dépend donc des caractéristiques de la poudre (masse volumique, distribution granulométrique, forme et morphologie des particules), de celles de l'écoulement (composition des gaz, débit masse, enthalpie et vitesse) et de celles de l'injecteur (diamètre, position, angle avec l'axe de la torche). Cependant, la distribution granulométrique de la poudre et le profil non uniforme de l'écoulement du gaz porteur se traduisent par une

distribution de vitesses d'injection. De plus, les collisions des particules à l'intérieur du système d'alimentation en poudre et en particulier les collisions avec les parois entraînent des trajectoires divergentes en sortie d'injecteur. Les particules ont donc des trajectoires dispersées dans l'écoulement, et un effet de ségrégation lié à la taille des particules peut apparaître. Cette dispersion des trajectoires est accentuée, d'une part, par les fluctuations du jet de plasma qui se traduisent par une variation continue de la quantité de mouvement de l'écoulement et d'autre part, par la turbulence du jet ; ces deux effets étant d'autant plus marqués que les particules sont fines ($< 20 \mu\text{m}$) et légères (alumine, ...) ²⁰.

Par ailleurs, l'injection des particules fines ($< 20 \mu\text{m}$) surtout pour les matériaux légers (alumine, ...) exige un débit de gaz plus élevé. Celui-ci peut perturber l'écoulement, en particulier dans le cas d'une injection interne ²⁰.

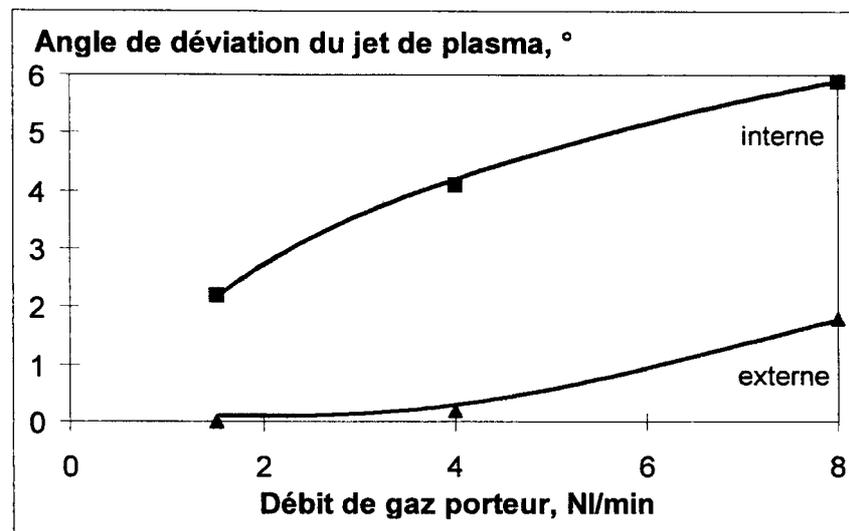


Figure 1.12 : Angle de déviation du jet de plasma en fonction du débit de gaz porteur et du mode d'injection ; torche de 7 mm de diamètre, mélange Ar-H₂ 45-15 NI/min, 450 A, Puissance efficace 12870 W ²¹

La figure 1.12 montre, par exemple, l'évolution de l'angle de déviation du jet de plasma (défini comme l'angle de l'axe du jet avec celui de la torche) en fonction du débit de gaz porteur pour une injection interne et externe. Cet angle varie de 2° à 6° avec une injection interne, lorsque le débit de gaz porteur passe de 2 à 6 NI/min pour une torche de 7 mm de

diamètre travaillant avec un mélange Ar-H₂ de 45-15 NI/min à 450 A. Dans les mêmes conditions, en injection externe, il varie de 0 à 1,5°²¹.

1.2.3.b. les transferts plasma-particules

Le traitement des particules est conditionné par les transferts de quantité de mouvement, de chaleur et de masse entre le plasma et les particules. Ces transferts dépendent des champs de température et de vitesse de l'écoulement, de la nature du mélange de gaz ainsi que de l'état des couches limites cinématique et thermique qui se forment autour de la particule. La couche limite thermique est caractérisée par un fort gradient de température (la différence de température entre la surface de la particule et le gaz au-delà de la couche limite peut atteindre 10000 K) ainsi que par la présence éventuelle de particules élémentaires chargées. Le gradient thermique se traduit par une variation de la composition du mélange gazeux au sein de la couche limite et donc des phénomènes de diffusion qui ont tendance à écarter l'état du gaz de l'état d'équilibre chimique. Cet écart dépend de l'ordre de grandeur des vitesses des réactions chimiques et de la vitesse de diffusion et deux cas extrêmes peuvent être envisagés²² :

- la couche limite est en équilibre. Lorsque les vitesses de réaction chimique sont très grandes devant les vitesses de diffusion, le gaz est très 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. Les vitesses de réaction chimique sont au contraire faibles devant les vitesses de diffusion. Dans ce cas, le pouvoir catalytique de la paroi intervient de façon importante par la condition qu'il impose pour les concentrations notamment pour des espèces chargées. En effet, outre la diffusion des particules neutres due au gradient de concentration (diffusion ordinaire) ou au gradient de température (effet « Soret »), intervient la diffusion des particules chargées.

Le flux des espèces chargées peut être modifié par la charge d'espace au voisinage de la paroi. En effet, les électrons plus mobiles que les ions ont une vitesse de diffusion supérieure à celles des particules lourdes et il peut apparaître une zone dont l'épaisseur est 1 à 10 fois la longueur de Debye. Cette zone peut être le siège de champs électriques élevés qui modifient la diffusion des espèces chargées²³. De plus, le transfert d'énergie des électrons

vers les particules lourdes par collisions élastiques étant très défavorisé par le rapport de masse entre ces deux espèces de particules, la couche limite peut être caractérisée également par des écarts à l'équilibre thermodynamique. Pour un plasma d'argon à la pression atmosphérique, Gomes ²⁴ a évalué le libre parcours moyen électronique à $2,5 \cdot 10^{-6}$ m à 10000K et à $4,4 \cdot 10^{-6}$ m à 5000K. et même en supposant une épaisseur de la couche limite égale à 100 fois le libre parcours moyen électronique, les électrons n'auront perdu qu'une faible partie de leur énergie avant de frapper la surface du grain de poudre. Cependant leur contribution au transfert de chaleur reste faible (si leur température est inférieure à environ 10000K).

La complexité des phénomènes élémentaires qui interviennent dans la couche limite thermique rend difficile leur prise en compte dans un modèle de traitement d'une poudre dans un écoulement plasma. Aussi, le flux de chaleur aux grains de poudre est-il généralement calculé à partir des propriétés de transport du gaz calculées à l'équilibre thermodynamique. Des facteurs correctifs permettent de considérer certains effets, en particulier ceux du gradient de température dans la couche limite, du transfert de masse et de la raréfaction du gaz autour des petites particules solides.

• le transfert de chaleur

Les principaux mécanismes participant au transfert thermique plasma-particules sont la conduction thermique dans la couche limite, le bombardement électronique, l'absorption et l'émission de rayonnement et les réactions chimiques à la surface de la particule (oxydation par exemple). Cependant des phénomènes tels que l'évaporation, l'effet de raréfaction et la charge électrostatique de la particule peuvent modifier l'état de la couche limite et donc les transferts plasma-particules.

En l'absence de réaction chimique à la surface de la particule, le chauffage par conduction-convection dans la couche limite thermique est le principal mécanisme entrant en jeu ^{25 26}. Dans les zones les plus chaudes du jet, les particules sont soumises à d'importants flux thermiques (jusqu'à 10^8 W/m²) ²⁷ qui dépendent essentiellement de la température du gaz et de sa conductivité thermique. Ces flux peuvent entraîner l'évaporation des particules ²⁸ et le transfert de masse particule-plasma modifie, alors, le transfert thermique aux particules. L'évaporation se traduit, en effet, par:

- une diminution du flux thermique reçu par la particule; une partie du flux étant convertie en enthalpie d'évaporation et une autre étant utilisée pour chauffer les vapeurs depuis la température de paroi de la particule jusqu'à la température du gaz ;
- la modification de la composition du mélange gazeux et donc de ses propriétés thermodynamiques et de transport dans la couche limite et dans l'écoulement.

L'effet de raréfaction (ou effet Knudsen) peut également modifier le transfert thermique. Il est notable dès que le libre parcours moyen des molécules de gaz est de l'ordre du dixième du diamètre de la particule ²⁹. Cet effet est donc d'autant plus marqué à haute température, T, et à basse pression, P, conditions pour lesquelles le libre parcours moyen l_m des molécules augmente ($l_m \sim T/P$). A la pression atmosphérique, l'effet Knudsen peut se manifester dans les zones les plus chaudes du jet (> 6000 K), et plus particulièrement pour les particules fines (< 20 μm) ²⁹.

Le phénomène de conduction thermique interne dans les grains se produit lorsque le flux thermique reçu en surface est trop élevé par rapport au flux qu'elles peuvent absorber. Il conduit à des gradients de température au sein du grain. L'importance de ce phénomène peut se mesurer à partir du nombre de Biot, Bi, qui représente le rapport de la résistance thermique interne d'un corps (conduction) à sa résistance thermique de surface (convection + rayonnement) ³⁰. En supposant que la conduction est le principal mode de transfert de chaleur plasma-particules, il peut s'exprimer par:

$$Bi = \frac{\kappa_g}{\kappa_p} \quad (\text{éq. 1.1})$$

où κ_g est la conductivité thermique moyenne du gaz intégré dans la couche limite entourant la particule, et κ_p la conductivité thermique du matériau. Lorsque Bi est supérieur à 0,1, le phénomène de conduction interne n'est plus négligeable.

• le transfert de quantité de mouvement

Les forces qui s'exercent sur les particules dans le jet de plasma et qui conditionnent leurs trajectoires sont ³¹ :

- la force de traînée. Cette force est la plus importante. Elle peut être modifiée par l'évaporation de la particule et des effets de non-continuité dans la couche limite ;

- la force de masse ajoutée traduisant l'accélération du fluide environnant due à l'accélération de la particule ;
- la force liée au gradient de pression de l'écoulement ;
- le terme d'histoire de Basset, qui rend compte de l'état transitoire du gaz entourant la particule ;
- la force liée à la rotation de la particule, produite par un gradient de vitesse ou le mouvement relatif jet-particule ;
- la force de thermophorèse liée aux gradients de température dans la couche limite qui induisent des gradients de concentration dans cette couche ²⁶ ;
- des forces extérieures telles que la gravité ou un champ électrique.

La force de Basset est la plus élevée après la force d'entraînement visqueux. Elle représente environ 10% de cette dernière alors que les autres forces ne représentent environ que 1% ²¹.

Ces forces peuvent être affectées par le gradient thermique dans la couche limite entourant la particule, sa charge électrostatique, son évaporation et par la turbulence du jet. Cette dernière se traduit par la présence de tourbillons aléatoires qui peuvent disperser les particules de petite taille (< 20 μm) ³².

1.2.3.c. la réactivité chimique en vol

Un écoulement plasma à haute température qui contient des espèces réactives (radicaux libres, espèces chargées, ...) peut réagir avec les particules. Il a ainsi été observé des phénomènes de décarburation ³³ et de désoxydation ³⁴. Par ailleurs, lorsque la projection est réalisée à l'air ambiant, l'entraînement de ce dernier par le jet favorise l'oxydation des particules métalliques qui y sont injectées.

Dans tous les cas, le taux de réaction dépend de la diffusion de l'espèce oxydante ou réductrice dans la couche limite, de la cinétique de réaction à la surface de la particule et du transfert de l'espèce réactive de la surface à l'intérieur de la particule. En général, cette dernière étape est l'étape limitante dans les conditions de la projection par plasma ³⁵. Ce transport à l'intérieur des particules fondues peut s'effectuer par diffusion et/ou convection. Ce second mode de transport se produit généralement dans le cœur du jet de plasma lorsque la

force de cisaillement qui se développe à l'interface du gaz et des gouttelettes est suffisamment élevée pour induire un mouvement de convection dans les gouttes. Ce mouvement favorise les réactions chimiques, car il amène constamment du liquide « frais » en surface pour la réaction ³⁶. La force de cisaillement dépend de la vitesse relative entre l'écoulement et la gouttelette et de leur viscosité cinématique relative. Dans les franges du jet de plasma et dans le panache caractérisés par des vitesses et des températures moins élevées que dans le cœur, le transport des espèces réactives à l'intérieur des particules s'effectue essentiellement par diffusion.

La présence de ce mouvement interne aux grains a été confirmée en projection plasma ³⁷ et en projection HVOF ³⁸ par l'observation de coupes de particules de fer et d'acier collectées en vol (figure 1.13) qui montre la présence de nodules d'oxydes à l'intérieur des particules. Il a également été mis en évidence par la modélisation 2-D de Zhang ³⁵ basée sur un vortex de Hill. La figure 1.14 montre, par exemple, l'initiation et le développement du mouvement de convection dans une particule de fer juste après sa fusion complète.

Pour éviter de tels phénomènes lorsque la poudre à projeter est métallique et s'oxyde facilement, il est préférable de travailler sous atmosphère contrôlée ou sous vide partiel ou alors de réaliser un gainage mécanique (prolongateur de tuyère) ou gazeux de l'écoulement plasma.

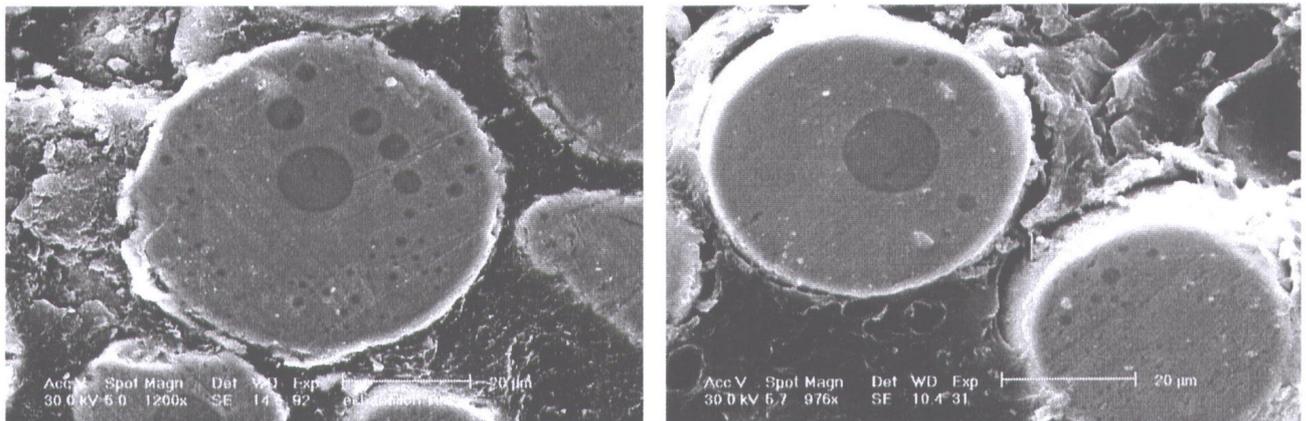


Figure 1.13 : Inclusions d'oxyde dans des particules de fer ; plasma Ar-H₂ (50-10 NI/min) à 500A s'écoulant dans l'air, diamètre de tuyère 7 mm ³⁷

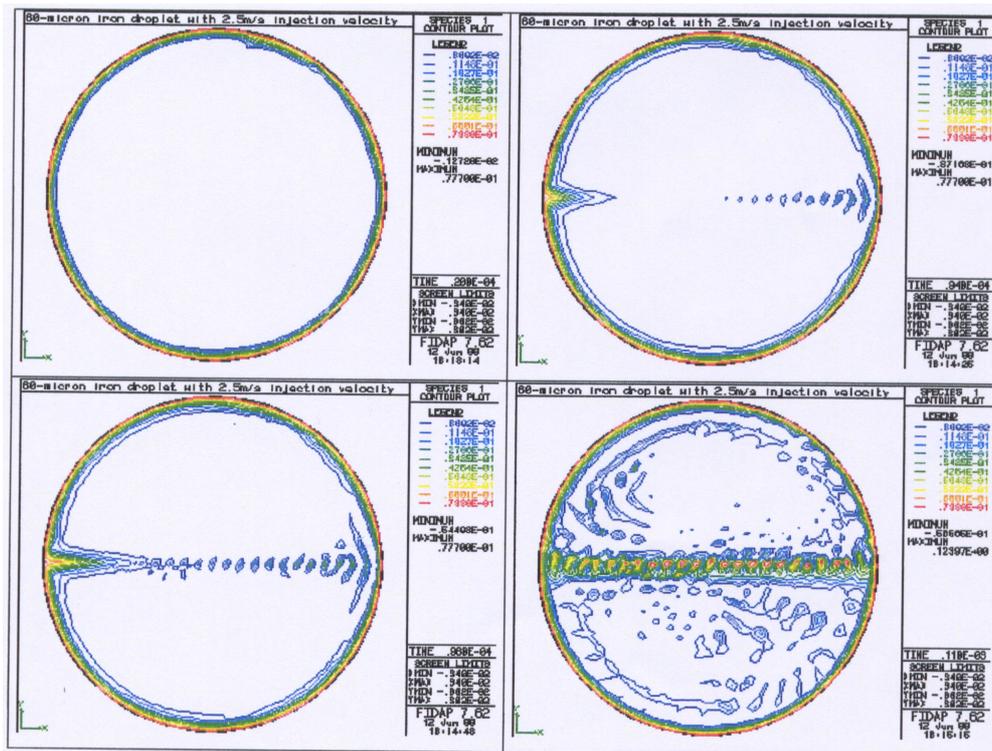


Figure 1.14 : Evolution de la répartition de l'oxygène à l'intérieur d'une particule de fer de 60 μm ; plasma Ar-H₂ (45-15 NI/min) à 600A s'écoulant dans l'air ³⁵

1.2.3.d. Influence des fluctuations du jet

Le schéma de la figure 1.15 montre les différents temps caractéristiques des phénomènes d'instabilité dans le procédé de projection plasma comparé au temps de séjour moyen d'une particule, qui est de l'ordre de la milliseconde. Seul le temps caractéristique de fluctuations de l'arc est inférieur au temps de séjour.

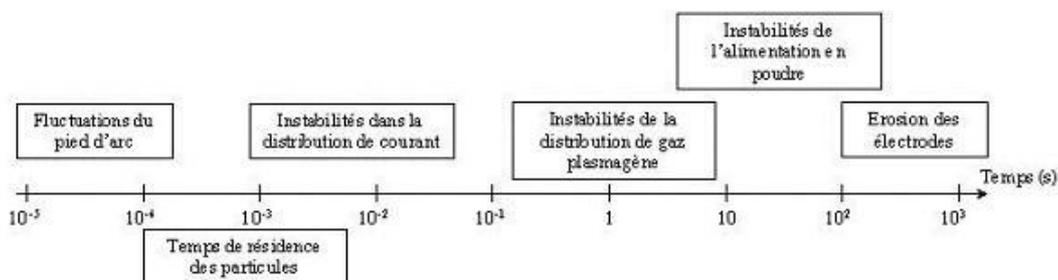


Figure 1.15 : Temps caractéristiques des différents phénomènes intervenant dans le procédé de projection par plasma ³⁹

Les photographies de la figure 1.16 montrent l'interaction d'un jet de plasma (Ar-H₂) avec le jet de particules (molybdène 40-60 µm) au niveau du point d'injection à différents temps. L'angle de l'axe du jet de poudre avec l'axe de la torche varie selon les fluctuations du jet, et, donc, les trajectoires et l'histoire thermique des particules dépendent du temps où elles sont injectées dans l'écoulement.

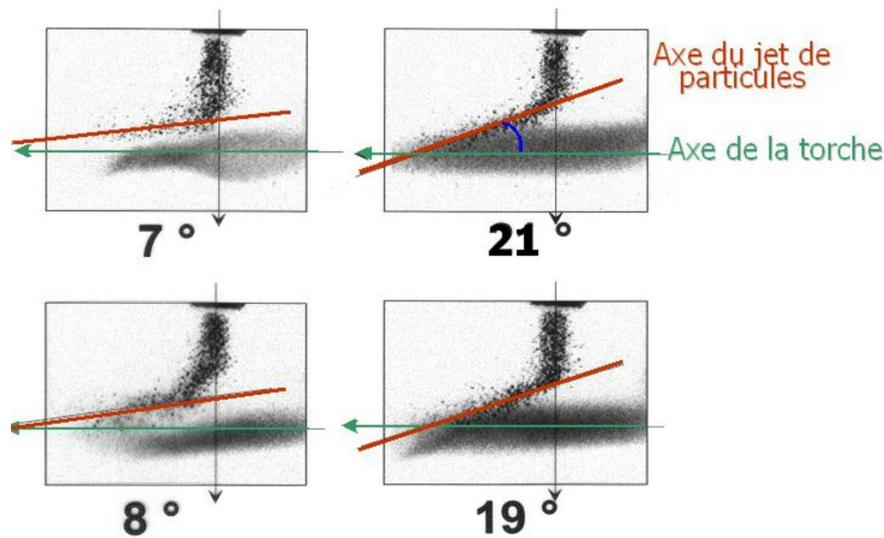


Figure 1.16 : Photographies illustrant l'influence des fluctuations d'un jet de plasma sur la trajectoire de particules de molybdène²⁰

Par ailleurs, des études expérimentales et numériques récentes ont également montré l'influence des fluctuations du jet sur la vitesse et la température des particules^{40 41 42}. Ces études ont porté sur des particules d'alumine de diamètre de 30 ± 5 µm injectées dans un jet de plasma Ar-H₂ (35-10 NI/min). L'intensité du courant d'arc élevée (550A) et un pourcentage d'hydrogène élevé (22%) favorisent le mode claquage-réamorçage et donc un taux de fluctuation élevé pour la tension d'arc ($\Delta V/V \sim \pm 60\%$). Les figures 1.17 et 1.18 montrent, respectivement, les variations temporelles de la température et de la vitesse des particules au centre du jet de particules à 50 mm en aval de la sortie de tuyère. La variation de vitesse des particules est $\Delta v/v \sim \pm 25\%$ et celle de température $\Delta T/T \sim \pm 10\%$.

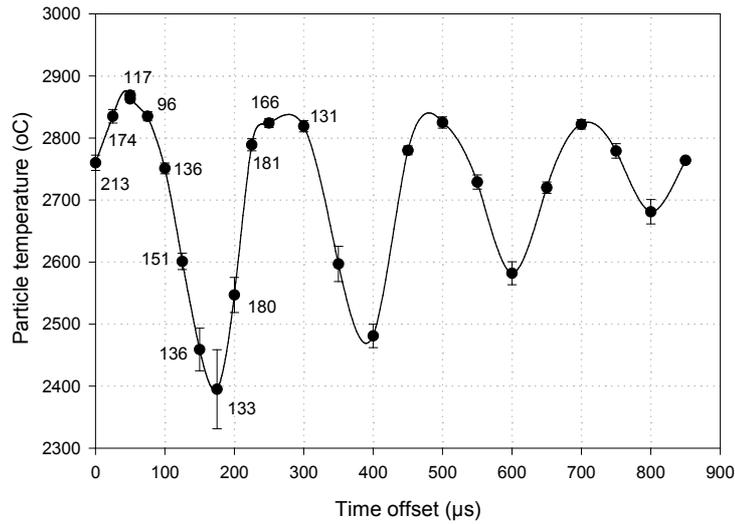


Figure 1.17 : Variations de la température de particules d'alumine ($30\pm 5 \mu\text{m}$) en fonction du temps 50 mm en aval de la sortie de tuyère au centre du jet de particules, plasma Ar/H₂ 35/10 NI/min, torche F4-MB, 550 A, 37kW⁴⁰

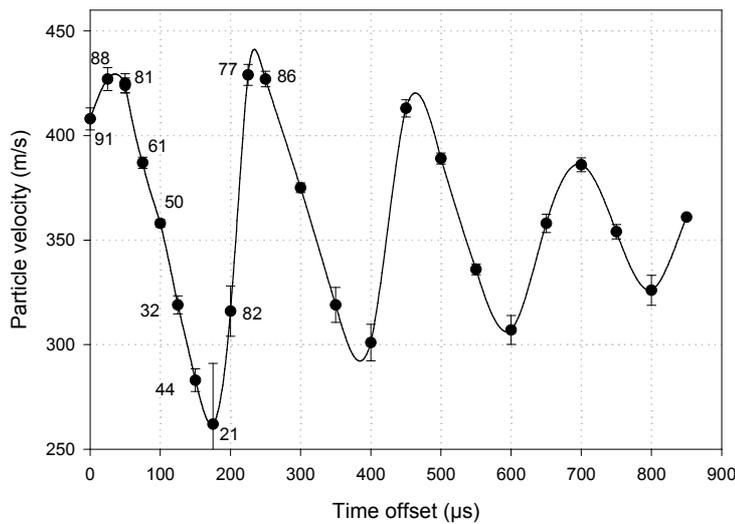


Figure 1.18 : Variations de la vitesse de particules d'alumine ($30\pm 5 \mu\text{m}$) en fonction du temps 50 mm en aval de la sortie de tuyère au centre du jet de particules, plasma Ar/H₂ 35/10 NI/min, torche F4-MB, 550 A, 37kW⁴⁰

1.2.3.e. Effet de charge

Dans les conditions industrielles classiques, le débit de poudre injectée dans l'écoulement plasma est de l'ordre de 1 à 3 kg/h et le débit gazeux est de l'ordre de 20 à 60

l/min. Le volume occupé par la poudre est alors environ de 4 ordres de grandeur inférieur au volume du plasma ⁴³. Cependant, le traitement des particules peut affecter les champs de vitesse et de température du plasma, en particulier parce que l'injection des particules est généralement réalisé à l'aide d'un seul injecteur et que, pendant la phase de chauffage et d'accélération, les particules sont faiblement dispersées dans le jet ⁴⁴. Cet « effet de charge » sera d'autant plus marqué que le matériau traité est réfractaire (alumine, zircone) et qu'il s'évapore comme l'a montré Bauchire ⁴⁵ en calculant la puissance absorbée par des particules de fer et d'alumine traitées dans un plasma d'argon de 0,5 g/s à 100A (tableau 1.3).

Tableau 1.3 : Puissance absorbée par des particules d'alumine et de fer en fonction du débit massique de particules ⁴⁵

	Alumine $d_p = 50 \mu\text{m}$	Alumine $d_p = 25 \mu\text{m}$	Fer $d_p = 25 \mu\text{m}$
$D_p = 0,03 \text{ kg/h}$	40,0	49,4	55,3
$D_p = 0,048 \text{ kg/h}$	61,9	75,4	83,2
$D_p = 0,06 \text{ kg/h}$	75,6	91,5	99,9
$D_p = 0,072 \text{ kg/h}$	88,7	106,9	115,6

Ces calculs montrent que la quantité d'énergie absorbée par les particules augmente avec le débit de poudre et diminue lorsque le diamètre des particules augmente. Ce second phénomène peut s'expliquer par le fait que la surface d'échange totale diminue quand le diamètre augmente à débit de poudre constant. En général dans les conditions classiques de projection, on peut considérer que cet effet est négligeable pour les matériaux réfractaires tant que le débit de poudre est inférieur à 1-1,5 kg/h.

Pour tenir compte de cet effet de charge le modèle utilisé est généralement celui proposé par Crowe et al. ⁴⁶ : le PSI-Cell model (Particle Source in Cell). Ce modèle repose sur une description eulérienne du fluide et une description lagrangienne des particules et compte les 2 phases à l'aide de termes sources dans les équations de la phase continue. Ces termes sources représentent l'échange entre les 2 phases et sont calculés pendant l'intégration des

trajectoires des particules sur les éléments de volume servant à la solution numérique des équations ⁴³.

1.2.4. La formation du dépôt et le transfert thermique au substrat

1.2.4.a. le dépôt

Le dépôt est formé par l'étalement des particules et leur empilement sur le substrat. A l'impact, la soudaine décélération force le matériau fondu à s'étaler et à former une lamelle dont l'épaisseur varie entre 0,5 et 5 μm et dont le diamètre est 2 à 8 fois supérieur à celui de la particule avant l'impact. La formation de cette lamelle est contrôlée d'une part, par la vitesse, la taille, l'état de fusion, la réactivité chimique, l'angle d'impact de la particule sur le substrat et, d'autre part, par des paramètres propres au substrat: nature, rugosité, température, réactivité de surface. La durée de la phase d'étalement et de solidification est inférieure à 10 μs ⁴⁷.

Le refroidissement de la lamelle s'effectue essentiellement par conduction vers le substrat ou la couche de matériau déjà déposé. Il dépend donc de la qualité du contact entre la lamelle et la couche sous-jacente, de l'épaisseur de la lamelle, de son enthalpie et de la nature des matériaux en contact.

En projection plasma, les dépôts sont généralement réalisés par passages successifs de la torche sur la pièce à protéger. La construction du dépôt peut être divisée en étapes séquentielles: la première est la formation des lamelles, la seconde la construction d'une couche résultant d'un passage de la torche sur la pièce et la dernière, l'empilement des couches. Les temps caractéristiques associés à ces étapes sont regroupés dans le tableau 1.4.

Tableau 1.4 : Constantes de temps caractéristiques de la formation d'un dépôt en projection par plasma ⁴⁸

• Formation d'une lamelle (étalement et solidification)	< 10 μs
• Temps entre deux impacts au même endroit	10 – 100 μs
• Formation d'une couche	Quelques ms
• Temps entre deux passages de la torche au même endroit	Quelques secondes à quelques heures en fonction de la taille de la pièce

Le temps de formation d'une couche dépend principalement du débit de poudre et du mouvement de la torche par rapport au substrat tandis que celui correspondant à l'intervalle entre 2 passages de la torche au même endroit dépend de la vitesse de la torche et de la taille de la pièce.

L'observation de lamelles isolées collectées sur des substrats lisses montre qu'elles présentent des morphologies variées (depuis une forme cylindrique presque parfaite à des formes très déchiquetées), et une adhérence au substrat plus ou moins élevée. La qualité de contact avec la couche sous-jacente contrôle en grande partie l'adhérence du dépôt et sa cohésion ainsi que les propriétés physiques et mécaniques du dépôt. Elle dépend de la pression d'impact de la particule, de la mouillabilité du matériau fondu avec le substrat, et des contraintes de trempe subies par la lamelle pendant son refroidissement.

La morphologie d'une lamelle résulte de nombreux paramètres relatifs à la particule qui impacte et à la couche sur laquelle elle s'étale. Ces paramètres sont résumés dans le tableau 1.5.

Tableau 1.5 : Paramètres influençant la morphologie d'une lamelle

Paramètres de la particule avant l'impact	Vitesse, taille, distribution de température dans la particule, état de fusion, oxydation en surface (couche liquide ou solide), inclusion d'oxydes dans la particule, uniformité de la composition chimique pour les particules composites
Paramètres du substrat	<ul style="list-style-type: none"> - température - rugosité relative par rapport à la taille des particules - état d'oxydation en surface et composition de l'oxyde - présence de produits organiques en surface - présence de gaz adsorbé - angle avec le jet de particules

Une caractéristique de la formation d'une lamelle en projection par plasma est le phénomène d'éclaboussure qui peut se produire à l'impact et/ou pendant la phase d'étalement.

Le nombre de Sommerfeld est utilisé pour caractériser le phénomène à l'impact pour des gouttelettes qui ne subissent pas de solidification. Ce nombre est défini par:

$$K = \sqrt{We} \sqrt{Re} = \frac{\rho^{3/4} \cdot d^{3/4} \cdot v^{5/4}}{\sigma^{1/2} \mu^{1/4}} \quad (\text{éq. 1.2})$$

où We est le nombre de Weber qui représente l'importance relative des forces de cisaillement et de tension de surface, et Re le nombre de Reynolds qui traduit le rapport des forces d'inertie aux forces visqueuses. Ils s'écrivent respectivement :

$$\text{Nombre de Weber } We = \frac{\rho V^2 d}{\sigma} \quad (\text{éq. 1.3})$$

$$\text{Nombre de Reynolds } Re = \frac{\rho V d}{\mu} \quad (\text{éq. 1.4})$$

où ρ , μ et σ sont respectivement la masse volumique, la viscosité du matériau liquide et sa tension de surface, d le diamètre de la particule et V sa vitesse à l'impact.

Pour des gouttelettes d'éthanol, la valeur $K=57,7$ correspond à une valeur critique au-dessus de laquelle le phénomène d'éclaboussure est observé. En projection par plasma, des études expérimentales ⁴⁹ sur des particules d'alumine impactant sur des substrats d'acier et d'alumine ont montré que les valeurs de K varient entre 4 et 1800 et que la quantité de matériau éjecté à l'impact augmentait avec K mais correspondait à une quantité très faible de la goutte. Ces études ont également montré que le phénomène d'éclaboussement était observé à partir de $K=10$ et qu'il était toujours présent au-delà de 70. Cependant la précision de ces mesures (~30%) et le fait qu'après l'impact d'une dizaine de particules le substrat ne peut plus être considéré comme lisse, peuvent expliquer la dispersion des mesures.

Un des paramètres essentiels pour la formation des lamelles est la température du substrat. Sur substrat lisse ($Ra < 0,5 \mu\text{m}$), il a été montré qu'il existait une température de transition T_t au-dessus de laquelle les lamelles avaient la forme d'un disque presque parfait alors qu'elles présentaient une forme tourmentée en deçà (figure 1.19). Les différentes explications avancées pour expliquer ce phénomène portent sur la désorption de molécules adsorbées en surface ou l'évaporation de condensats, sur des effets liés à la solidification du matériau qui s'étale, et sur la mouillabilité de la gouttelette par rapport au substrat. Lorsque la particule s'étale sur une surface métallique oxydée, maintenue à une température supérieure à

T_t , la lamelle présente également des éclaboussures. Récemment Fukumoto ⁵⁰ a suggéré que l'ensemble de ces mécanismes jouait sur la rugosité de surface et la mouillabilité de la gouttelette. Cette température de transition augmente avec la conductivité thermique du substrat et diminue avec la conductivité thermique de la particule ⁵¹.

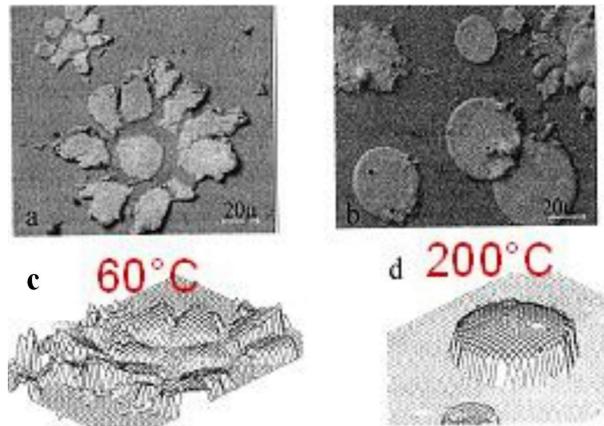


Figure 1.19 : Morphologies de lamelles de molybdène formés sur substrat d'acier pour différentes températures de substrat. Profils surfaciques 3-D correspondant. (a, c) température ambiante, (b, d) 200°C ⁵²

Des études analytiques et numériques ont conduit à des relations permettant de relier la taille de la lamelle aux principaux paramètres de la particule à l'impact. Ces derniers sont exprimés à partir du nombre de Reynolds qui caractérise la dissipation visqueuse des forces d'inertie. Une des premières études menée par Madejski ⁵³ a montré que le degré d'étalement de la gouttelette ξ , défini comme le rapport du diamètre de la lamelle, $D_{lamelle}$, à celle de la goutte originale, d_p , pouvait se mettre sous la forme:

$$\xi = \frac{D_{lamelle}}{d_p} = 1.2941(Re + 0.9517)^{0.2} \approx 1.2941(Re)^{0.2} \quad (\text{éq. 1.5})$$

Cette étude ne prend pas en compte la compressibilité du liquide mais tient compte de la viscosité, de la tension de surface et de la solidification.

Si le nombre de Reynolds est suffisamment élevé, l'équation (1.5) peut se mettre sous la forme $\xi = 1,2941 Re^{0.2}$. Cette approximation est valable dans le cas de particules d'alumine car le nombre de Reynolds est toujours supérieur à 100. Le tableau 1.6 montre des résultats de calcul du nombre de Reynolds en fonction de différentes valeurs de vitesse et température de particules à l'impact pour une particule de diamètre 30 μm . La masse volumique et la viscosité de l'alumine liquide parviennent des relations suivantes ⁵⁴ :

$$\rho(T) = 2,79[1 - 4,22.10^{-5}(T - 2500)]10^3 \quad (\text{kg/m}^3) \quad (\text{éq. 1.6})$$

$$\mu(T) = 2,87.10^{-9} T \exp\left(\frac{20,5.10^3}{T}\right) \quad (\text{Pa.s}) \quad (\text{éq. 1.7})$$

Tableau 1.6 : Calcul du nombre de Reynolds en fonction du diamètre, de la vitesse et de la température des particules à l'impact

T_p (K)	v_p (m/s)	Re
2600	50	210
2600	100	421
2800	50	340
2800	100	680
3000	50	513
3000	100	1025

Des expressions similaires ont été obtenues par différents auteurs avec des valeurs de l'exposant variant entre 0,2 et 0,125^{55 56 57} et une valeur de la constante variant entre 0,8 et 1,2941. Dans certains modèles, la tension de surface apparaît au travers du nombre de Weber. Ces expressions analytiques sont en bon accord avec les observations expérimentales qui montrent que lorsque l'énergie cinétique et /ou la température (diminution de la viscosité du matériau) des particules augmentent, l'épaisseur de la lamelle diminue. En supposant que la lamelle a une forme de disque, cette épaisseur peut être déduite du degré d'étalement:

$$e = \frac{2}{3} \frac{d_p^3}{D_{\text{lamelle}}^2} = \frac{2}{3} \frac{d_p}{\xi^2} \quad (\text{éq. 1.8})$$

Des expressions plus complexes ont été récemment proposées pour relier ξ aux paramètres d'impact. Par exemple une étude analytique proposée par Pasandideh-Fard et al.⁵⁸ conduit à:

$$\xi = \sqrt{\frac{We+12}{4 \frac{We}{\sqrt{Re}} + We \sqrt{\frac{3St}{4Pe}}}} \quad (\text{éq. 1.9})$$

où St et Pe dont, respectivement, les nombres de Stefan et de Peclet qui s'écrivent :

$$\text{Nombre de Stefan } St = \frac{C_p(T_p - T_f)}{\Delta H_f} \quad (\text{éq. 1.10})$$

$$\text{Nombre de Peclet } Pe = \frac{Vd}{\alpha} \quad (\text{éq. 1.11})$$

où C_p est la chaleur spécifique du matériau, T_p la température de la particule, T_f la température de fusion, ΔH_f la chaleur latente de fusion et α la diffusivité thermique.

Le nombre de Peclet représente le rapport du transfert de chaleur par convection au transfert de chaleur par conduction. Il joue le même rôle dans l'équation d'énergie que le nombre de Reynolds dans les équations de Navier-Stokes. Le nombre de Stefan caractérise l'importance de la chaleur sensible par rapport à la chaleur latente.

Le refroidissement et la solidification d'une lamelle s'effectuant essentiellement par conduction au substrat, ils dépendent de l'épaisseur de la lamelle, de la qualité du contact avec la surface sous-jacente et de la diffusivité thermique des matériaux en contact.

En général, les phases d'étalement et de solidification ne sont pas disjointes et l'épaisseur et la qualité du contact varient jusqu'à ce que la lamelle gagne sa forme finale. Pour des lamelles de zircon et d'alumine, la surface en contact avec la surface sous-jacente peut être supérieure à 80% lorsque la température du substrat est supérieure à la température de transition T_t . La lamelle présente alors une structure colonnaire et la taille des grains est de l'ordre de 100 nm. Lorsque la température du substrat est inférieure à T_t , le contact est distribué sur des points de contact et représente 10 à 30% de la surface de la lamelle. Dans le premier cas, la qualité de contact peut être représenté par une résistance thermique de 10^{-8} m²K/W alors que dans le second cas, elle est de l'ordre de $10^{-7} - 10^{-6}$ m²K/W. La vitesse de trempe est de l'ordre de quelques centaines de K/ μ s au début de l'étape de refroidissement⁴⁸ et sa valeur moyenne est généralement supérieure au K/ μ s.

1.2.4.b. le transfert thermique au substrat

La température du substrat joue un rôle très important dans la formation du dépôt car elle conditionne en grande part la formation des lamelles. Cette température est conditionnée par l'apport thermique du jet de plasma et des particules et les éventuels systèmes de refroidissement.

• Apport thermique par le jet de plasma

C'est généralement le principal mode de chauffage du substrat. Des études expérimentales ont montré qu'il dépendait de la conductivité thermique du gaz plasmagène (et donc de la composition du mélange gazeux), de l'intensité du courant d'arc et de la distance torche-substrat. Monerie-Moulin ⁵⁹ a mesuré le flux thermique apporté au substrat par le jet de plasma pour différentes conditions opératoires à l'aide d'un calorimètre. La figure 1.20 représente le flux apporté par un mélange Ar/H₂ de composition 45-15 NI/mn sous 434 A à une distance de 80 mm de la sortie de tuyère pour une vitesse de déplacement torche-substrat de 0,5 mm/s. Ce type de mesure a montré que le profil radial de flux pouvait être assimilé à une Gaussienne et pouvait donc s'écrire sous la forme:

$$\Phi(r) = \Phi_0 \exp\left(-\frac{r^n}{R_g^n}\right) \quad (\text{éq. 1.12})$$

où Φ_0 est la valeur maximale du flux (W/m²), R_g la valeur du rayon de la gaussienne à Φ_0/e^1 et r la distance radiale à l'axe de la torche. La valeur de l'exposant n est en général égale à 2 .

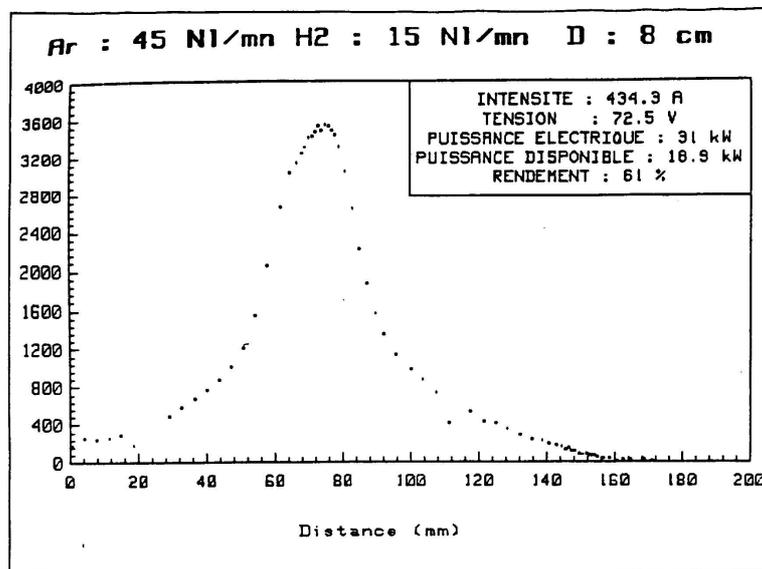


Figure 1.20 : Profil radial de flux thermique relevé à 80 mm de la sortie de tuyère pour une vitesse de déplacement torche-substrat de 0,5 mm/s ⁵⁹

La figure 1.21 représente l'évolution de Φ_0 avec la distance de tir pour différentes puissances électriques. Les résultats montrent que Φ_0 croît fortement lorsque la distance de tir diminue.

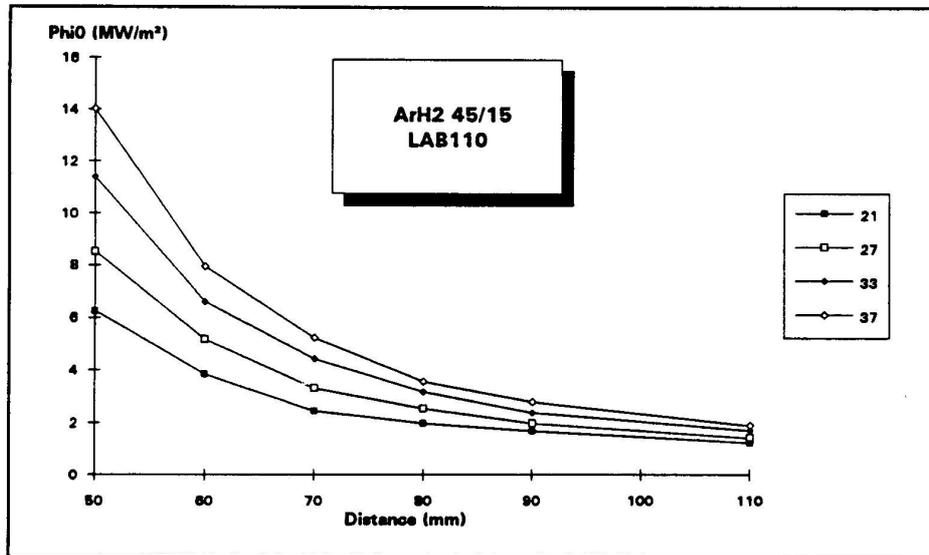


Figure 1.21 : Evolution de Φ_0 avec la distance de tir pour différentes puissances électriques fournies au jet de plasma ⁵⁹

L'étude de l'influence de la nature du gaz plasmagène, du courant électrique, du débit de gaz porteur, d'une barrière d'air comprimé sur le flux thermique a permis de déterminer une loi d'évolution du flux maximal en fonction de ces paramètres, en éliminant toutefois ceux qui induisent une perte d'axisymétrie tels que le gaz porteur de poudre et la barrière d'air comprimé. Cette loi est la suivante, pour un mélange Ar-H₂ et une torche de type Sulzer Metco PTF4 ⁵⁹ :

$$\Phi_0 = 0,228 + 5,57 \cdot 10^{-10} Fr^{0,052} Ar^{-1,644} P^{1,344} d^{-2,554} D^{-0,3370} \quad (\text{éq. 1.13})$$

où Fr représente le débit total de gaz plasmagène, Ar le pourcentage d'argon, P la puissance électrique, d la distance de tir et D le diamètre de la tuyère. La gamme de variation de ces divers paramètres est donnée dans le tableau 5.

Le coefficient de transfert thermique a été estimé, pour des conditions de tir similaires à celles données dans le tableau 1.7, en combinant des mesures de flux au substrat par calorimétrie ⁵⁹ et des mesures de température du jet par diffusion Raleigh ⁶⁰. La valeur de ce coefficient varie

entre 200 et 1200 W/m².K. De plus, ces mesures ont montré que la présence du substrat augmentait localement la température du jet (jusqu'à 20%).

Tableau 1.7 : Gamme de variation des paramètres impliqués dans la loi d'évolution de Φ_0 ⁵⁹

Nom	Description	Mini	Maxi	Unité
Φ_0	Flux maximal au centre de la gaussienne	0,8	16	MW/m ²
Fr	Débit total de gaz plasmagène	45	70	Nl/min
Ar	Pourcentage d'argon	66	100	
d	Distance de tir	0,040	0,120	m
P	Puissance électrique	9000	42000	W
D	Diamètre de torche	0,006	0,008	m

Pour calculer ces flux thermiques au substrat, Bolot et al. ⁶¹ ont utilisé un modèle de turbulence spécifique qui permet de tenir compte des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport des espèces dans la couche limite du substrat. Ce modèle, appelé k-ε Chen-Kim, a donné des résultats en accord avec les mesures expérimentales obtenus par Chambon ⁶² et a permis d'estimer le flux thermique apporté par le plasma au substrat. La figure 1.22 montre le flux thermique apporté par le plasma dans les conditions opératoires suivantes : un mélange Ar-H₂ (45/15 NL/min, 600 A) s'écoulant dans l'air et issu d'une torche de 7 mm de diamètre, pour un substrat placé à 80 mm de la sortie de tuyère. Le flux calculé a une valeur maximale d'environ 5,2 MW.m⁻², ce qui est en concordance avec la valeur donnée par la corrélation de Monerie-Moulin (équation 1.13) pour des conditions opératoires similaires (5,34 MW.m⁻²).

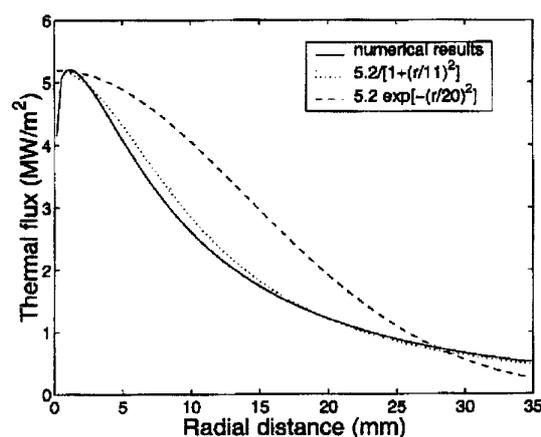


Figure 1.22 : profil radial calculé du flux thermique apporté par le plasma au substrat pour une distance de tir de 80 mm (plasma Ar-H₂ (45/15 NL/min), 600 A s'écoulant dans l'air, modèle de turbulence k-ε Chen-Kim avec $Prt = Sct = 0,7$ ⁶³

Ces résultats ont permis de calculer le transfert de chaleur à l'intérieur de substrats constitués de différents types de matériaux ⁶³. La figure 1.23 montre, par exemple, les isothermes à l'intérieur d'un substrat d'acier, calculées à partir de la résolution de l'équation de la chaleur en 3-D et du flux thermique apporté au substrat par le plasma. La température initiale du substrat est de 15°C et la vitesse relative torche-substrat est de 1m/s.

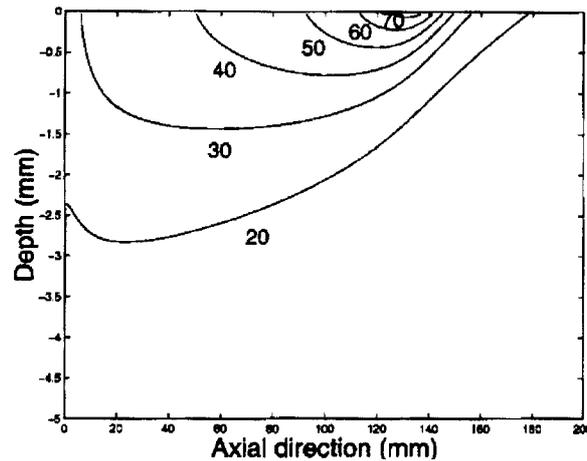


Figure 1.23 : Isothermes (°C) à l'intérieur d'un substrat d'acier pour une vitesse relative torche-substrat de 1m/s pour un plasma Ar-H₂ (45/15 NL/min) à 600 A s'écoulant dans l'air)⁶³

- Apport thermique par les particules

Les particules cèdent leur énergie au substrat après l'impact. Cette énergie correspond à la chaleur qu'elles ont emmagasinée pendant leur traitement: chaleur spécifique et chaleur de fusion. Le chauffage du substrat par les particules dépend donc de l'état thermique des particules et du débit massique de poudre. Le flux thermique apporté par les particules peut être relativement important par rapport à celui du plasma lorsque le débit massique est très élevé ⁶⁴. A notre connaissance, il existe très peu de travaux expérimentaux ou numériques relatifs au flux thermique apporté par les particules au substrat. Ainsi, F Monerie-Moulin a utilisé un programme de calcul 2-D développé par A. Vardelle ²² pour calculer les trajectoires des particules dans un jet de plasma et l'a modifié afin de calculer le flux thermique apporté au substrat par la poudre ⁵⁹ à partir de la quantité de chaleur emmagasinée par les particules qui impactent pour déterminer le flux total. La figure 1.24 représente le profil de flux calculé par une méthode dites des « impacts voisins », à 100 mm de la sortie de tuyère. Le flux est

présenté en unité arbitraire, ce qui ne nous donne pas d'indication sur sa valeur, mais sur la forme du profil qui est gaussien, comme le profil d'un dépôt effectué sur un substrat fixe.

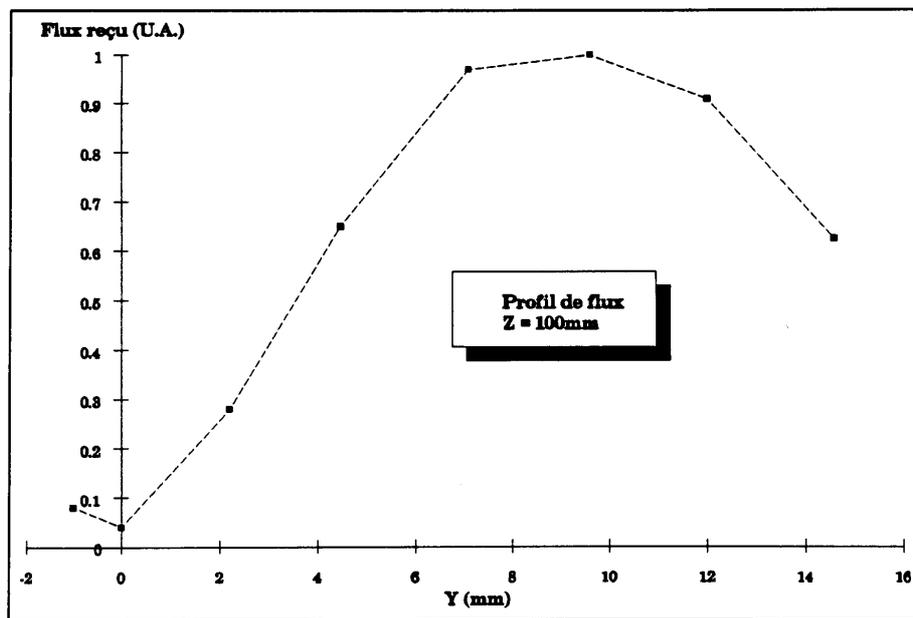


Figure 1.24 : Profil du flux thermique apporté par les particules calculé à l'aide des impacts voisins⁵⁹

Les travaux sur la modélisation du procédé de projection par plasma de McKelliget et al.⁶⁴ ont permis de calculer les flux thermiques apportés par le plasma et par les particules sur un substrat avec une torche Miller. Les conditions expérimentales utilisées sont données dans le tableau 1.8.

Tableau 1.8 : Paramètres opératoires utilisés avec la torche Miller⁶⁴

Gaz plasmagène	Argon
Gaz ambiant	Air
Débit du gaz plasmagène	35,4 NI/min
Puissance	7,4 kW
Rendement effectif	52,0%
Diamètre de tuyère	8 mm

La figure 1.25 montre les flux de chaleur qui contribuent au chauffage du substrat : le flux de chaleur apporté par les particules et celui apporté par le plasma. Il est à noter que la surface du substrat couverte par le jet de particules est plus petite que celle couverte par celui

du plasma, et que le transfert thermique par le plasma est le mécanisme de chauffage prépondérant dans les conditions de projection considérées.

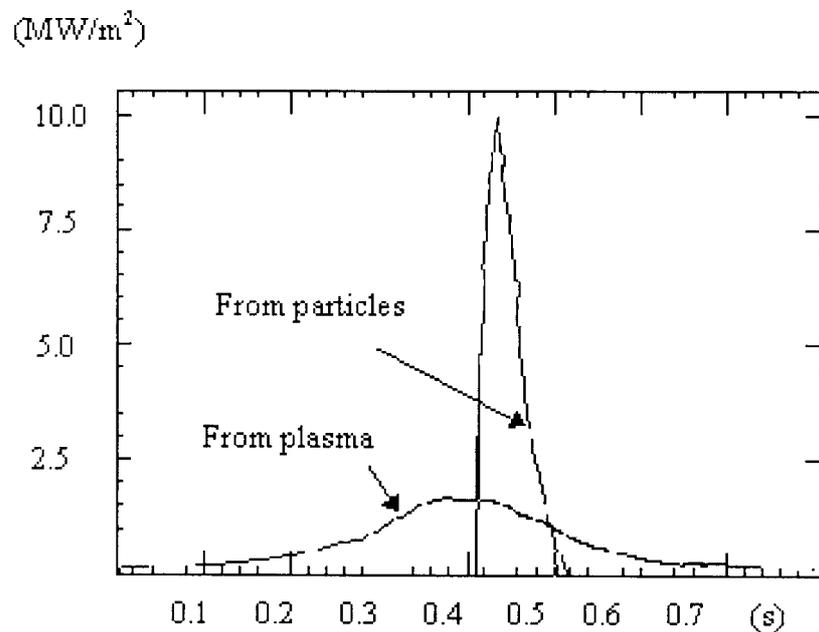


Figure 1.25 : Densité de flux de chaleur calculés dans le procédé de projection par plasma ; les conditions opératoires sont données dans le tableau 6⁶⁴

1.3. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons d'abord brièvement rappelé le principe des différentes techniques de projection thermique qui permettent de réaliser des revêtements protecteurs. Puis, nous nous sommes attachés à la description de la projection par plasma d'arc qui est l'objet de nos travaux. Nous avons alors présentées principaux phénomènes qui régissent la formation du jet de plasma, le traitement de la poudre dans l'écoulement et la construction du dépôt.

Le chapitre suivant porte sur les études numériques de ce procédé proposées dans la littérature.

Chapitre 2

Etude bibliographique sur la modélisation du
procédé de projection par plasma d'arc
proposée dans la littérature

Ce chapitre présente et discute les principaux modèles décrits dans la littérature pour les procédés de projection par plasma d'arc, mais aussi pour des procédés analogues tels que la projection HVOF ou encore le procédé de dépôt chimique en phase vapeur. Dussoubs²¹ et Nysten⁶⁵ ont proposé des études bibliographiques très documentées sur ce sujet. Notre revue en reprend les éléments essentiels en les complétant par ceux issus de publications plus récentes

Nous présentons successivement les études portant sur :

- Le jet de plasma et son écoulement dans le gaz ambiant
- Les interactions entre l'écoulement gazeux et les particules qui y sont traitées
- Et la construction du dépôt.

Remarquons que ces études sont menées, soit à l'aide de codes développés par les chercheurs (LAVA code⁶⁶), soit à l'aide de codes de mécanique des fluides commerciaux. Dans ce type de code, le solveur qui assure la résolution des équations est fermé à l'utilisateur alors que pour un code « maison », la structure est connue. Cependant, ces derniers sont complexes à développer en géométrie tri-dimensionnelle. Les codes commerciaux utilisés pour la projection plasma sont essentiellement FLUENT⁶⁷, STAR-CD⁶⁸, ESTET⁶⁹, FIDAP⁷⁰ et PHOENICS⁷¹.

2.1 Modélisation de l'écoulement plasma

Les modèles de l'écoulement du jet de plasma dans le gaz environnant reposent sur la résolution des équations de conservation pour un fluide généralement considéré comme multi-espèces. La majorité de ces modèles est basée sur les hypothèses suivantes :

- le milieu gazeux est continu ;
- l'écoulement est incompressible et, dans la plupart des études, stationnaire ;
- un modèle de turbulence de type k- ϵ standard est le plus couramment utilisé ;

- le plasma est à l'équilibre thermodynamique local et en équilibre chimique, il est optiquement mince. L'hypothèse de l'équilibre thermodynamique n'est plus valide dans les jets de plasma basse pression ou les écoulements à très haute vitesse. Quelques modèles tiennent compte du déséquilibre thermodynamique en considérant 2 températures : une température pour les électrons, une autre pour les particules lourdes ⁷².

Ces modèles diffèrent par les conditions aux limites en entrée de domaine de calcul, le calcul éventuel des réactions chimiques en phase gazeuse, les modèles de turbulence, la prise en compte ou non de l'interaction du jet de plasma avec le gaz porteur de poudre et avec le substrat. Nous développons à tour de rôle ces différents points.

2.1.1. Conditions aux limites en entrée du domaine de calcul

La modélisation complète du procédé de projection par plasma d'arc requière un modèle de conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans le gaz plasmagène. Ce modèle consiste dans la résolution des équations de la mécanique des fluides couplées à celles de l'électromagnétisme. Plusieurs modèles de ce type ont été proposés dans la littérature ; généralement pour un écoulement stationnaire ^{73 74}. La plupart des auteurs privilégie l'approche hydrodynamique et ne traite pas la physique des électrodes comme l'ont fait Pfender ⁷⁵ et Delalondre ⁷³ à partir d'un modèle unidimensionnel qui permet de prendre en compte le déséquilibre dans les zones anodique et cathodique. Quelques modèles travaillent en régime instationnaire et simulent le comportement dynamique de l'arc sous l'effet conjugué des forces hydrodynamiques, des forces électromagnétiques et des phénomènes thermiques. Ces modèles sont encore en cours de développement et n'ont pas été complètement validés. Par ailleurs, la durée des simulations est en général difficilement conciliable avec la modélisation simultanée du reste du procédé.

Aussi, les modèles du procédé de projection par plasma d'arc se concentrent-ils sur la simulation de l'écoulement à l'extérieur de la torche en considérant des conditions imposées de vitesse et température en entrée de domaine. Ces conditions sont soit issues de mesures expérimentales, soit établies à partir d'une représentation très simplifiée de l'arc électrique, ce dernier étant modélisé par un terme source dans l'équation de conservation de l'énergie du fluide à l'intérieur de la tuyère.

2.1.1.a. Profils de vitesse et température imposés en entrée de domaine

A. régime stationnaire

Avec cette méthode, le domaine de calcul est soit limité à la zone d'écoulement libre du jet, soit inclut une partie de la zone interne de la tuyère (la dimension de cette zone interne est typiquement inférieure à 5mm). Les profils imposés sont généralement écrits sous la forme :

$$\frac{\phi(r) - \phi_w}{\phi_c - \phi_w} = \left[1 - \left(\frac{r}{R} \right)^n \right] \quad (\text{éq. 2.1})$$

où $\Phi(r)$ représente la variable (vitesse, température ou enthalpie) calculée suivant la distance radiale r , Φ_c la valeur de cette variable sur l'axe de la torche et Φ_w sa valeur éventuelle à la paroi, R le rayon de la torche et n un exposant. La valeur de Φ_c est issue de mesures expérimentales ou calculée à partir de la conservation du débit massique du gaz et de la puissance efficace fournie au gaz^{76 77 78 21}. Ce calcul fait appel à une méthode itérative. Il utilise généralement les deux équations suivantes :

$$D_m = \int_0^R \rho(r)v(r)2\pi r dr \quad (\text{éq. 2.2})$$

$$P_{eff} = \int_0^R \rho(r)v(r) \left[h(r) + \frac{v(r)^2}{2} - h_{300K} \right] 2\pi r dr \quad (\text{éq. 2.3})$$

où D_m est le débit masse, P_{eff} la puissance effective de la torche, ρ la masse volumique, v la vitesse, h l'enthalpie et h_{300K} l'enthalpie du mélange à 300 K.

Le tableau 2.1 présente des exemples de valeur des vitesses et températures sur l'axe en sortie de tuyère ainsi que la valeur de l'exposant utilisée dans l'équation du type 2.1.

Tableau 2.1 : Exemple de valeurs des variables utilisées dans le cas de l'imposition de profils de vitesse et de température en entrée du domaine de calcul

Auteur	Gaz plasmagène (Nl/min)	Diamètre de tuyère (mm)	Vitesse (m/s)		Température (K)		
			V _c	n	T _c	T _w	n
Bolot ⁷⁷	Ar 37 -H ₂ 3	6	calcul	3	calcul	1100	3
Williamson ⁷⁹	Ar 40 -H ₂ 12	7.8	3470	1,2	14000	700	6
Wan ⁸⁰	Ar 40 -H ₂ 12	7,5	3050	1,2	13100	300	6
Xiong ⁸¹	Ar 40 -H ₂ 12	8	2560,3	1,2	12987,7	1000	1,2
Chang ⁸²	Ar 23,6	8	336	5	13506	700	3
Chang ⁸²	Ar 47,2	8	657	5	13271	700	3
Chang ⁸²	Ar 35,4	8	1096	2	12658	700	9
Chang ⁸³	N ₂ 49 -H ₂ 16	8	4102	8	10771	700	2
Chen ⁸⁴	Ar	8	100	4	10000	300	4
Boussagol ⁸⁵	Ar-H ₂	6	calcul	2	calcul	1000	4,5
Zhang ⁸⁶	Ar-H ₂	7	calcul	2	calcul	550	4,5
Dussoubs ²¹	Ar 45 - H ₂ 15	7	1800	2	13000	700	4,5
Liu ⁸⁷	Ar 75 - H ₂ 15	8	calcul	0	calcul	0	0
Ahmed ⁸⁸	Ar 48 - H ₂ 12	8	300	0	12000	0	0

Il faut souligner la grande disparité des valeurs maximales de vitesse et température sur l'axe de la torche en sortie de tuyère ainsi que la disparité des profils imposés, ce qui montre l'importance de la validation de ces profils à partir de résultats expérimentaux obtenus dans les mêmes conditions opératoires.

D'autres auteurs ont préféré adopter des profils de vitesse et température « plats » en sortie de tuyère^{87 88}. Par exemple, pour un mélange d'argon et d'hydrogène, Liu et al. proposent d'estimer la température imposée uniformément en sortie de tuyère à partir de la puissance efficace et du débit masse en utilisant le système d'équations suivant :

$$P_{eff} = D_{mAr} h_{Ar} + D_{mH} h_H \quad (\text{éq. 2.4})$$

$$D_{mH} = \rho_{0H} D_v \alpha_v \text{ et } D_{mAr} = \rho_{0Ar} D_v (1 - \alpha_v) \quad (\text{éq. 2.5})$$

où ρ_0 est la masse volumique à 300 K, D_v le débit volumique de la torche, $\alpha_v D_v$ et $(1-\alpha_v)D_v$ les fractions du débit volumique d'hydrogène et d'argon, respectivement.

L'enthalpie de l'argon peut s'exprimer par :

$$h_{Ar}(T) = \frac{P_{eff}}{\rho_{0,Ar} D_v (1 - \alpha_v) + \rho_{0,H} D_v \alpha_v \lambda_h} \quad (\text{éq. 2.6})$$

où $\lambda_H = \frac{h_H(T)}{h_{Ar}(T)}$ est le rapport d'enthalpie des 2 espèces (Ar et H₂) constituant le mélange.

L'évolution de l'enthalpie de l'argon et de l'hydrogène en fonction de la température est représentée par des fonctions polynomiales issues de la littérature^{89 90}. Les valeurs de V_c et h_c , vitesse maximale et enthalpie maximale sur l'axe de la torche sont ainsi déterminées par itération à l'aide des équations 2.4 à 2.6.

La comparaison des résultats de ce modèle avec ceux du modèle d'Eichert et al.⁹¹ qui utilise une source de puissance enthalpique (voir paragraphe 2.1.1.b.)⁹² montre un bon accord entre les profils radiaux de vitesse et de température à 5mm de la sortie de tuyère. De même des comparaisons effectuées par Dussoubs^{Erreur ! Signet non défini.} avec des profils plats en sortie de tuyère et des profils imposés selon l'équation 2.1 avec $n=2$ pour la vitesse et $n=4,5$ pour la température, montrent également un bon accord entre les profils radiaux de l'écoulement à 5 mm de la torche.

Si ces profils "plats" imposés en sortie de tuyère paraissent attrayants du fait de leur simplicité, ils exigent un calcul soigneux de la valeur de vitesse, de température ou d'enthalpie choisie pour ces profils.

B. Régime instationnaire

La méthode d'imposition des profils de vitesse et de température en entrée du domaine de calcul est aussi utilisée en régime instationnaire. Elle consiste alors à faire varier $v(r)$ et $T(r)$ en fonction du temps tout en veillant à garder le débit de gaz plasmagène constant.

Ainsi, Mariaux et al.⁹³ se basent sur des observations expérimentales obtenues dans des conditions similaires à celles du calcul et proposent un profil d'entrée en enthalpie sous la forme d'une fonction polynomiale pondérée par un coefficient dépendant du temps $A(t)$:

$$H(r) = A(t) \cdot [ar^6 + br^5 \dots + g] + H_{paroi\ anode} \quad (\text{éq. 2.7})$$

Pour un mélange Ar-H₂ (45-15 NI/min) s'écoulant dans l'air à partir d'une torche de 7mm de diamètre à 600 A, $A(t)$ varie entre 0,77 et 1,23. Cette variation temporelle est déduite

de la tension qui fluctue autour d'une valeur moyenne de 65 V avec une amplitude de ± 15 V, pour ces conditions opératoires. Le même profil peut être utilisé en régime stationnaire avec $A(t)=1$. Le profil de vitesse est imposé selon l'équation du type 2.1, la vitesse maximale instantanée étant déduite du débit massique qui reste constant quelque soit la température, mais dépend de la masse volumique, à l'instant considéré.

Park et al.⁹⁴ ont proposé en entrée du domaine de calcul pour une modélisation 2-D d'un jet de plasma N_2-H_2 s'écoulant dans l'air des profils d'enthalpie et de vitesse qui permettent de modéliser un jet fluctuant radialement ou axialement. Pour la modélisation des fluctuations radiales, ces profils se présentent sous la forme suivante :

$$v(r, t) = C_v(t) \cdot v_s [r - dr(r, t)] \quad (\text{éq. 2.8})$$

$$h(r, t) = C_h(t) \cdot h_s [r - dr(r, t)] \quad (\text{éq. 2.9})$$

où $C_v(t)$ et $C_h(t)$ sont des facteurs de correction qui représentent l'interaction du gaz plasmagène avec l'air froid ambiant, $v_s(r)$ et $h_s(r)$ sont les profils radiaux de vitesse et d'enthalpie dans des conditions stationnaires et $dr(r,t)$ caractérise la fluctuation radiale du jet de plasma.

La figure 2.1 représente les profils d'enthalpie dans le cas stationnaire (« steady-state profile ») correspondant à $C_h=1$ et $d(r,t)=0$ et dans le cas instationnaire (« fluctuating profile »).

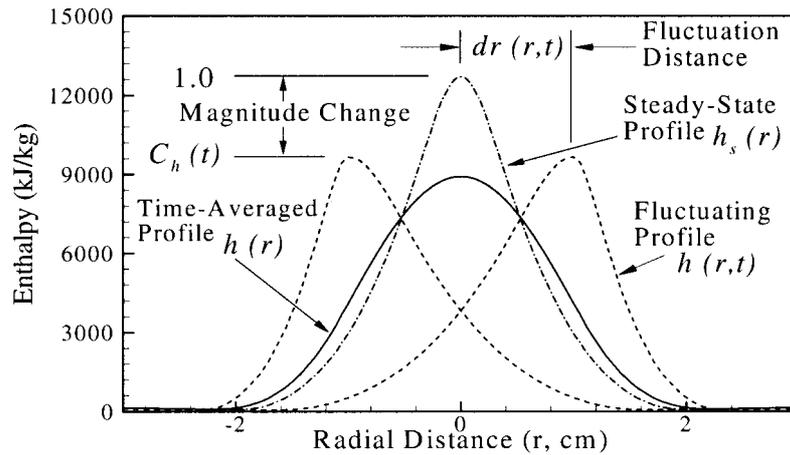


Figure 2.1 : Profils d'enthalpie en entrée du domaine de calcul pour un plasma stationnaire et pour un plasma avec des fluctuations radiales, jet de plasma N₂/H₂ s'écoulant dans l'air⁹⁴

Pour modéliser les fluctuations axiales du jet, la variation temporelle du profil d'enthalpie est calquée sur celle de la tension d'arc comme le montre la figure 2.2 qui représente la fluctuation de la tension d'arc et de la température avec le temps.

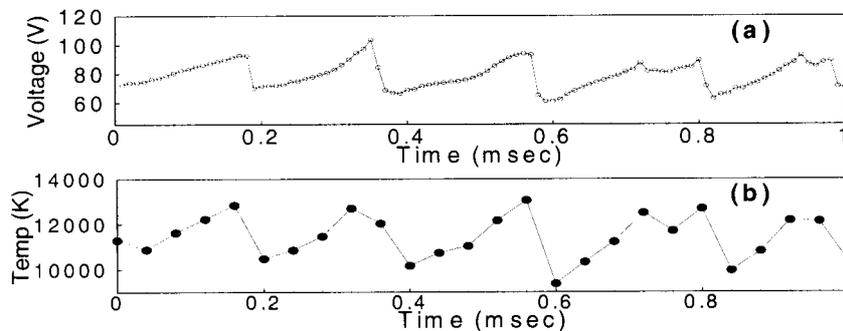


Figure 2.2 : Variation du courant d'arc en fonction du temps (a) et influence sur la température calculée en sortie de tuyère pour un plasma N₂-H₂ s'écoulant dans l'air (b)⁹⁴

La comparaison des profils radiaux de vitesse et de température du gaz à 5 cm de la sortie de tuyère pour les 3 types de profils d'entrée (stationnaire, instationnaire avec fluctuations radiales et instationnaire avec fluctuations axiales) montre que les valeurs moyennes de vitesse et de température obtenues avec les profils d'entrée avec fluctuations axiales sont similaires aux valeurs obtenues en stationnaire. Par contre, les profils d'entrée

avec fluctuations radiales conduisent à des valeurs très différentes de celles obtenues en stationnaire comme le montre la figure 2.3, et ces profils sont en bon accord avec ceux obtenus par sonde enthalpique.

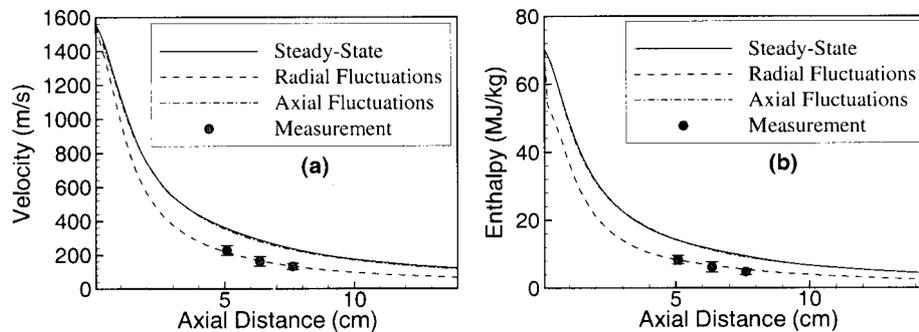


Figure 2.3 : Profils de vitesse (a) et d'enthalpie (b) dans un plan situé 5 cm après la sortie de torche, pour un plasma N_2-H_2 s'écoulant dans l'air ⁹⁴

Remarquons que, aussi bien Mariaux et al. que Park et al. travaillent dans des conditions opératoires qui favorisent le mode de claquage-réamorçage pour le fonctionnement de l'arc. Ce mode est caractérisé par une variation de la tension en « dents de scie » comme le montre la figure 2.2, ce qui facilite la prise en compte des fluctuations dans les modèles.

2.1.1.b. Conditions limites en entrée par source de puissance enthalpique

Une autre méthode utilisée pour déterminer les profils de vitesse et de température en sortie de tuyère consiste à considérer une partie interne à la tuyère et d'y modéliser la formation du plasma à l'aide d'un terme de puissance volumique introduit dans l'équation de conservation de l'énergie. A l'entrée du domaine de calcul interne, le gaz est froid, il s'échauffe progressivement au fur et à mesure qu'il progresse dans la tuyère grâce à cette conversion de l'énergie électrique en énergie thermique. Ce modèle a été utilisé, par exemple, par Eichert et al. ⁹⁵ et par Remesh ⁹⁶ qui font appel à deux approches différentes pour estimer le terme de puissance volumique à partir de la puissance électrique fournie à l'arc. Cependant, dans les deux approches, ce terme de puissance est supposé uniforme dans le domaine de calcul considéré.

Eichert ⁹⁵ calcule ce terme à partir de l'expression $P=V*I$ où V et I sont respectivement la tension et le courant d'arc. Elle impose une température constante à la paroi

de l'électrode (650 °C) et a estimé le rendement de la torche à partir des pertes thermiques à la paroi. Ainsi, elle détermine un rendement de 61% dans le cas d'un écoulement de 45 NI/min Ar + 15 NI/min H₂ avec une puissance électrique de 29 kW et un diamètre de tuyère de 8 mm, alors qu'expérimentalement pour les mêmes conditions Vardelle^{Erreur ! Signet non défini.} a mesuré un rendement de 63%.

Remesh⁹⁶ propose de calculer le terme source par l'expression suivante $P = \eta VI$ où η est le rendement de la torche, V la courant d'arc et I l'intensité. Il considère les parois de la torche comme adiabatique et adopte une valeur de 63% pour le rendement de la torche d'après les mesures de Vardelle^{Erreur ! Signet non défini.} bien que ses conditions opératoires soient différentes. La comparaison des profils radiaux de température établis par cette méthode ou imposés à partir d'un profil en loi de puissance avec un exposant $n=8$ (voir éq. 2.1) montre un bon accord entre ces deux profils (figure 2.4). Il faut cependant noter que le choix de la valeur de l'exposant ($n=8$) conduit à un profil très plat qui n'a pas été validé expérimentalement.

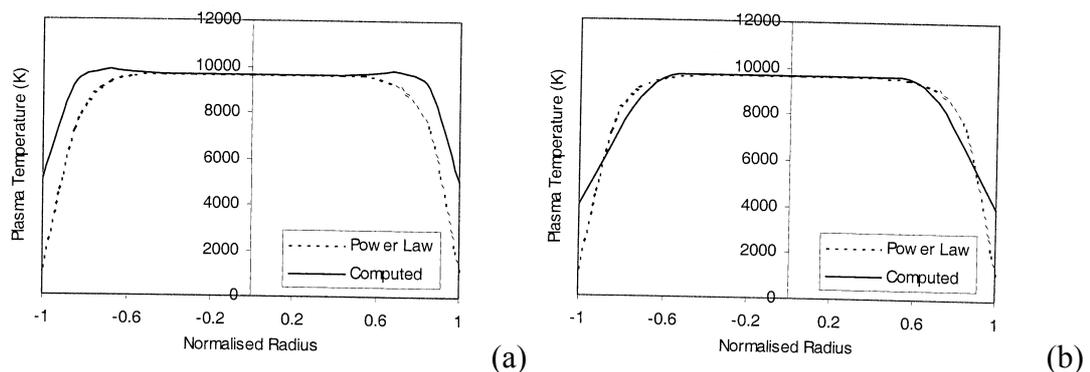


Figure 2.4 : Comparaison des profils de température à la sortie de tuyère (a) et 2 mm après la sortie de torche (b), calculés avec la méthode de profil imposé et la méthode de source de puissance pour un plasma Ar-H₂ (40-12 NI/min) s'écoulant dans l'air⁹⁶

2.1.2. Réactivité chimique en phase gazeuse

Dans le jet de plasma à haute vitesse, les espèces chimiques peuvent ne pas avoir suffisamment de temps pour réagir et instaurer un équilibre chimique, la composition du mélange peut alors s'approcher d'une composition figée. Pour décrire de tels jets de plasma en déséquilibre chimique, il est nécessaire de prendre en compte les espèces qui constituent le

gaz plasmagène, le gaz environnant et éventuellement le gaz porteur de poudre, et également tenir compte des réactions chimiques ou physiques (dissociation, ionisation, recombinaison) qui peuvent intervenir entre ces différentes espèces. La plupart des études numériques sur le procédé de projection plasma considère les différents gaz qui interviennent dans le procédé comme mono-espèce et ne tiennent, donc, pas compte des réactions chimiques : la composition à l'équilibre prévaut en chaque point du jet. Cependant, quelques études traitent les gaz comme des fluides multi-espèces constitués d'atomes, de molécules et éventuellement d'ions et d'électrons. Parmi ces études, on peut citer les travaux de Chang et Ramshaw^{72 82 83}⁹⁷, Park et Pfender⁹⁸ et ceux d'Oberkampff et Talpallikar^{99 100} ou Lopez et al.¹⁰¹ qui ont traité la projection par flamme haute vitesse.

Le modèle multi-espèces développé par Chang et Ramshaw^{72 82 83} à partir du LAVA code a été appliqué à des jets de plasma Ar, Ar-H₂ et N₂-H₂ s'écoulant dans l'air, ce dernier correspondant à l'écoulement d'une torche haute puissance (jusqu'à 400 V sous 400 A). Ce modèle suppose que l'équilibre thermodynamique est vérifié, c'est à dire qu'une seule température est utilisée pour les électrons et les particules lourdes. Il a montré que l'azote et l'oxygène ne diffusaient pas à la même vitesse à cause de leur masse moléculaire différente et, donc, que la composition locale différait de celle de l'air. Par ailleurs, les électrons produits par l'ionisation de l'azote et de l'oxygène avaient tendance à limiter l'ionisation de l'argon et vice versa. Il a également montré que des jets N₂-H₂ à haute vitesse (~3000-4000 m/s en sortie de tuyère) présentaient des écarts importants à l'équilibre chimique. La figure 2.5 montre, par exemple, l'évolution du coefficient de déséquilibre pour les principales espèces de l'écoulement. Ces coefficients sont définis par $\xi_N = \frac{[N]^2}{[N_2]K_N}$; $\xi_H = \frac{[H]^2}{[H_2]K_H}$ et

$\xi_{N_i} = \frac{[N^+][e^-]}{[N]K_{N_i}}$; $\xi_{H_i} = \frac{[H^+][e^-]}{[H]K_{H_i}}$ où les 2 premiers coefficients correspondent à la dissociation de N₂ et H₂ et les 2 derniers à l'ionisation de N et H, K étant la constante d'équilibre.

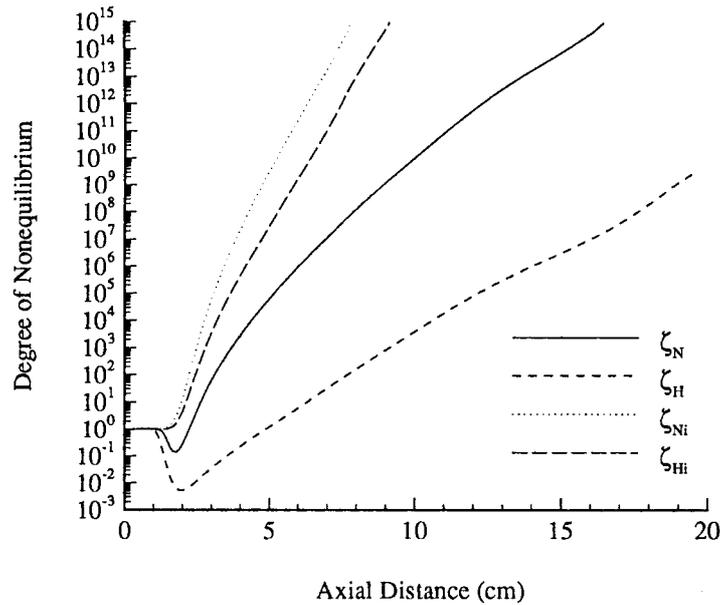


Figure 2.5 : Evolution des degrés de déséquilibre en fonction de la distance à la sortie de tuyère ⁸³

Les résultats obtenus avec ce type de modèle dépendent, bien sûr, du schéma de réaction chimique considéré. Park et Pfender ont proposé une méthodologie pour réduire le nombre de réactions chimiques prises en compte, afin de limiter la complexité et la durée des calculs, sans altérer la composition de l'écoulement. Cette méthode consiste à :

- Sélectionner les réactions à l'aide d'un code de chimie à l'équilibre ¹⁰² qui permet de calculer les concentrations des espèces pour des températures supérieures à 6000 K. Les espèces dont la fraction molaire est inférieure à 10⁻⁴ sont alors négligées car peu susceptibles d'avoir une influence sur le système ;
- Effectuer un calcul de sensibilité. Pour ce faire, un premier calcul incluant toutes les réactions est effectué. Les champs de l'écoulement résultant de ce calcul sont alors considérés comme une référence. Des calculs sont ensuite réalisés en supprimant une réaction et les nouveaux champs de l'écoulement sont comparés à ceux de référence ;
- Enfin sélectionner les réactions qui font varier de façon notable le champ d'écoulement.

Ainsi, les auteurs ont pu réduire le nombre de réactions pour un écoulement de plasma d'azote à 9 (pour 9 espèces) contre 15 initialement. Pour un plasma N₂-H₂, ce nombre a été réduit de 34 à 15 réactions (pour 14 espèces).

Il faut remarquer qu'un des problèmes soulevés par ces calculs multi-espèces est la détermination des coefficients de diffusion qui sont généralement calculés à partir des coefficients de diffusion binaire et se limitent aux coefficients de diffusion ordinaire¹⁰³. Murphy a introduit le concept de coefficients de diffusion combinés pour tenir compte de la diffusion ordinaire et de la diffusion thermique¹⁰⁴ et les a utilisés pour décrire le phénomène de démixtion pour des mélanges constitués de 2 gaz peu réactifs à pression atmosphérique et à l'équilibre. Rat et al.¹⁰⁵ ont étendu cette approche au cas d'un plasma en déséquilibre thermique. Cependant, ce type d'étude se limite actuellement aux gaz non réactifs.

2.1.3. Les modèles de turbulence

Le modèle de turbulence détermine le taux de diffusion de la chaleur, de la quantité de mouvement et de la masse et affecte donc directement les champs de vitesse, de température et de composition de l'écoulement. Les modèles les plus utilisés dans les simulations numériques pour le procédé de projection par plasma sont le modèle de longueur de mélange, et plus généralement des modèles moyennés de type RANS (Reynolds Averaging Navier-Stokes) avec en particulier le modèle k-ε.

Pour le modèle de longueur de mélange, la viscosité turbulente μ_t s'exprime par $\mu_t = L_m \delta u / \delta y$ et le problème principal consiste alors à déterminer l'évolution de la longueur de mélange L_m dans l'écoulement.

Pour le modèle k-ε, les fluctuations turbulentes des trois composantes de vitesse u' , v' , w' sont intégrées dans l'expression de l'énergie cinétique turbulente par l'expression $k = \frac{1}{2} (\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})$. Ce modèle ne permet de modéliser que la turbulence isotrope et consiste à résoudre une équation relative à k et une autre à ϵ , la dissipation d'énergie turbulente.

Bauchire et al.¹⁰⁶ ont comparé pour des simulations bidimensionnelles, 2 modèles de longueur de mélange et le modèle k-ε standard. Les champs de vitesse et de température

obtenus avec ces différents modèles sont peu différents, et la comparaison avec ceux établis expérimentalement par Dilawari et al. ¹⁰⁷ montre un bon accord pour les champs de température et un moins bon agrément pour les champs de vitesse. Ce désaccord est notamment attribué aux profils paraboliques imposés en entrée du domaine de calcul pour la vitesse et la température du gaz plasmagène. Un des problèmes de ces modèles concerne la définition des conditions de turbulence en entrée du domaine. Celle-ci consiste à fixer soit une valeur de la longueur de mélange, soit une valeur de l'intensité de turbulence pour $k = \frac{1}{2} I^2 (u^2 + v^2 + w^2)$ et une valeur du terme de dissipation. Par ailleurs, pour déterminer la valeur de k, il est souvent nécessaire d'ajuster les termes de production ou de dissipation d'énergie localement, notamment pour les zones proches des parois ou subissant des déviations importantes.

Le modèle k-ε standard reste le plus populaire pour modéliser la turbulence dans un écoulement de plasma libre. Il donne une bonne approximation du comportement de celui-ci, mais est mal adapté au cas d'un jet impactant sur une surface. D'une part, parce qu'il n'est plus valide dans les couches limites du substrat où l'écoulement est laminaire et, d'autre part, parce qu'il utilise des lois de parois pour décrire la friction et l'échange thermique avec les corps solides. Ces lois sont communément utilisées par facilité et économie de temps de calcul, mais il existe de nombreux cas où elles ne sont pas adaptées, en particulier quand la couche limite inclue des variations significatives des propriétés thermodynamiques et des coefficients de transport, ce qui est particulièrement vrai dans le cas de jets de plasma. Une alternative consiste à utiliser un modèle k-ε bas Reynolds. Cependant, ce modèle a tendance à surestimer les échanges thermiques dans le cas d'un jet impactant. Aussi, Yap ¹⁰⁸ propose-t-il d'ajouter un terme source dans l'équation de l'énergie turbulente afin de conduire la longueur caractéristique de la turbulence vers une valeur locale en équilibre près des parois. Ce modèle que nous avons utilisé dans le cadre de notre étude sera décrit plus en détail dans le chapitre suivant.

Un autre modèle qui permet de compenser la surestimation des échanges thermiques est un modèle dit « double couche » comme celui proposé par Chen et Kim ¹⁰⁹. Ce modèle diffère du modèle k-ε standard par l'ajout d'un terme source dans l'équation de l'énergie turbulente. Selon les auteurs, ce terme source supplémentaire représente le transfert d'énergie

de la turbulence à grande échelle vers celle à petite échelle. Il a été utilisé par Bolot et al.¹¹⁰ pour modéliser un jet de plasma Ar-H₂ impactant sur un substrat dans des conditions de projection atmosphérique. La figure 2.6 représente la comparaison de la température de l'écoulement sur l'axe de la torche obtenue avec un modèle k-ε standard⁶¹ pour des nombres de Prandtl et Schmidt turbulents égaux à 0,7 et 0,9 et avec le modèle de Chen et Kim.

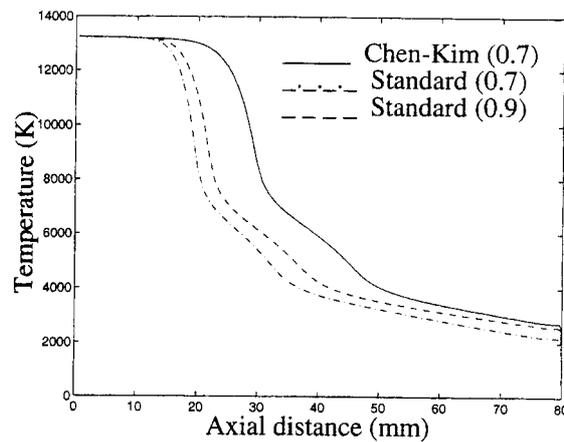


Figure 2.6 : Comparaison de profils axiaux de température en fonction du modèle de turbulence et pour différentes valeurs des nombres de Prandtl et de Schmidt turbulents (0,7 ou 0,9) dans le cas d'un écoulement Ar-H₂ (37-3 NI/min) s'écoulant dans l'air et impactant sur un substrat à 80 mm de la sortie de torche de diamètre 6 mm⁷⁷

Cette figure montre l'influence du choix du modèle de turbulence sur les champs de l'écoulement. Le modèle k-ε standard surestime l'expansion radiale de l'écoulement et prédit une décroissance trop rapide de la température par une surestimation du mélange entre le gaz plasma et le gaz environnant. Le modèle k-ε Chen-Kim prédit un mélange plus tardif des deux phases.

La plupart des codes commerciaux de mécanique des fluides proposent des modèles de turbulence qui résolvent les équations de transport des tensions de Reynolds et des flux turbulents de quantité de chaleur. Ces modèles sont généralement nommés modèles R_{ij}-ε où R_{ij} représente les tensions de Reynolds $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$. La résolution des équations de transport des tensions de Reynolds et des flux turbulents est beaucoup plus coûteuse en temps de calcul. En 3-D, elle nécessite de résoudre 8 équations au lieu de 2 pour le modèle k-ε et requière en

général un maillage plus fin. Cela permet cependant de remédier à la faiblesse du modèle $k-\epsilon$ liée à l'hypothèse de viscosité turbulente (voir chapitre suivant). Dans le quatrième chapitre, nous présenterons des comparaisons entre les champs d'écoulement plasma calculés à l'aide d'un modèle $k-\epsilon$ et ceux calculés à partir d'un modèle $R_{ij}-\epsilon$.

Enfin, il faut remarquer l'approche originale de Pfender et Huang ¹¹¹ qui ont modélisé un jet de plasma d'argon s'écoulant dans de l'argon au repos à pression atmosphérique, à l'aide du code de calcul commercial PHOENICS. Le jet de plasma est traité comme un écoulement turbulent composé de deux « phases » : le plasma d'argon chaud et l'argon froid entraîné à l'intérieur de celui-ci. La turbulence est modélisée par une longueur de mélange de Prandtl fonction des deux phases fluides. Même si des incertitudes existent quant aux lois gouvernant les échanges de masse, de quantité de mouvement et d'énergie entre les deux fluides, ce modèle met en évidence des phénomènes difficilement observables avec un modèle de turbulence « classique ». Ainsi, il permet de déterminer à quelle distance de la sortie de tuyère le mélange avec l'argon du gaz environnant est complet. Un modèle stochastique est utilisé pour le traitement des particules injectées dans l'écoulement et qui peuvent traverser des zones chaudes ou froides. Le modèle montre que le chauffage des particules est fortement influencé par les variations locales des propriétés du gaz, ainsi que par l'effet Knudsen.

2.1.4. L'interaction entre l'écoulement du gaz plasmagène et le gaz porteur

La poudre est injectée dans l'écoulement plasma à l'aide d'un gaz porteur. Cependant, les modèles 2-D ne tiennent pas compte de ce gaz et de son interaction potentielle avec le jet de plasma. Les travaux effectués en géométrie 3-D, en particulier par Dussoubs, Xiong, Remesh et Chen ^{21 81 96 84}, ont montré que son influence était d'autant plus marquée que sa quantité de mouvement était importante par rapport à celle du plasma. Cette influence se manifeste par une déviation du jet de plasma et par son refroidissement. Ces effets sont plus marqués en injection interne.

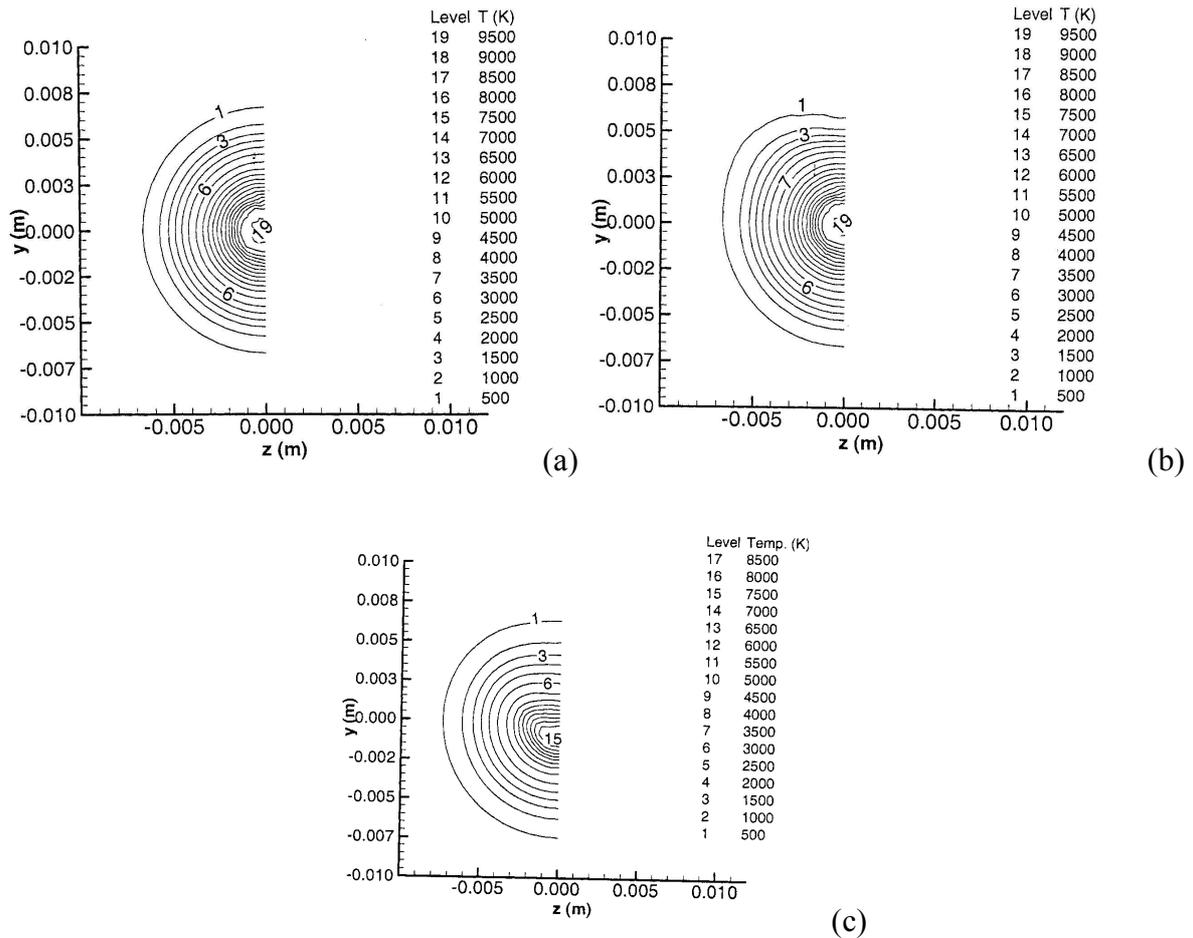


Figure 2.7 : Champs de température d'un mélange Ar-H₂ (40-12 NI/min) à 3 mm après la sortie de tuyère sans gaz porteur (a), avec gaz porteur de débit 6NI/min dans le cas d'une injection externe (b) et d'une injection interne (c) du gaz porteur ; diamètre 7,8 mm⁹⁶

La figure 2.7 montre, par exemple, les champs de température du jet dans un plan perpendiculaire à l'axe de la torche à 3 mm de la sortie de tuyère sans injection de gaz porteur et avec une injection externe ou interne de gaz porteur. Cette étude tridimensionnelle a été réalisée par Remesh⁹⁶ à l'aide du logiciel FLUENT. Elle souligne bien la perturbation des isothermes par le gaz porteur. Cet effet est également mis en évidence dans l'étude 3-D de Li et Chen⁸⁴ qui ont étudié l'injection d'un gaz d'argon dans un jet de plasma d'argon s'écoulant dans de l'argon à la pression atmosphérique. Le gaz porteur est injecté 0,75 mm avant la sortie de torche par un injecteur de 1 mm de diamètre à la vitesse de 10 m/s. Les résultats ont montré que l'effet du gaz porteur sur le jet et le comportement des particules pouvaient être important. Ainsi l'écoulement plasma est défléchi de l'axe géométrique de la torche d'un angle de 4,35° comme le montre la figure 2.8.

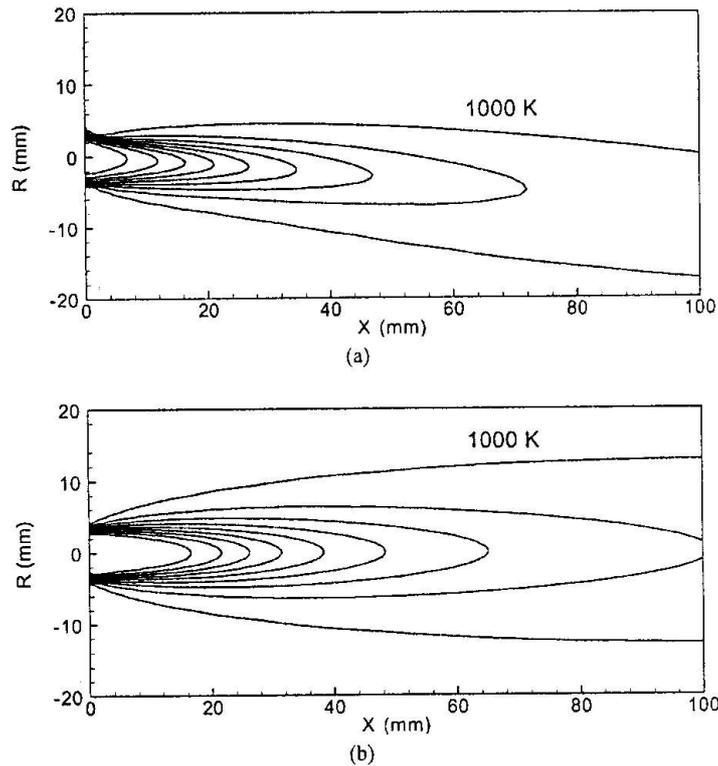


Figure 2.8 : Isothermes calculées dans le plan de symétrie du domaine de calcul avec gaz porteur (a) et sans gaz porteur (b) ; le premier contour a pour valeur 1000 K, l'intervalle entre deux lignes est de 1000 K⁸⁴

Enfin, Xiong et al.⁸¹ ont également étudié l'influence de la position de l'injecteur et du débit masse du gaz porteur sur les champs de l'écoulement. Les conditions opératoires de leur étude sont résumées dans le tableau 2.2.

Tableau 2.2 : Paramètres opératoires de l'étude menée par Xiong et al.⁸¹

Paramètres opératoires	
Diamètre de tuyère	8 mm
Gaz primaire, Ar	40 NI/min
Gaz secondaire, H ₂	12 NI/min
Courant d'arc	600 A
Tension	75 V
Rendement de la torche	75 %
Gaz porteur	Ar
Débit de gaz porteur	3,0 – 7,0 NI/min
Position de l'injecteur (y, z)	(0,6 ; 0,8) cm
Diamètre de l'injecteur	1,8 mm

La figure 2.9 montre, par exemple, les profils radiaux de vitesse et de température du jet à 5 cm en aval de la sortie de tuyère pour différents débits de gaz porteur.

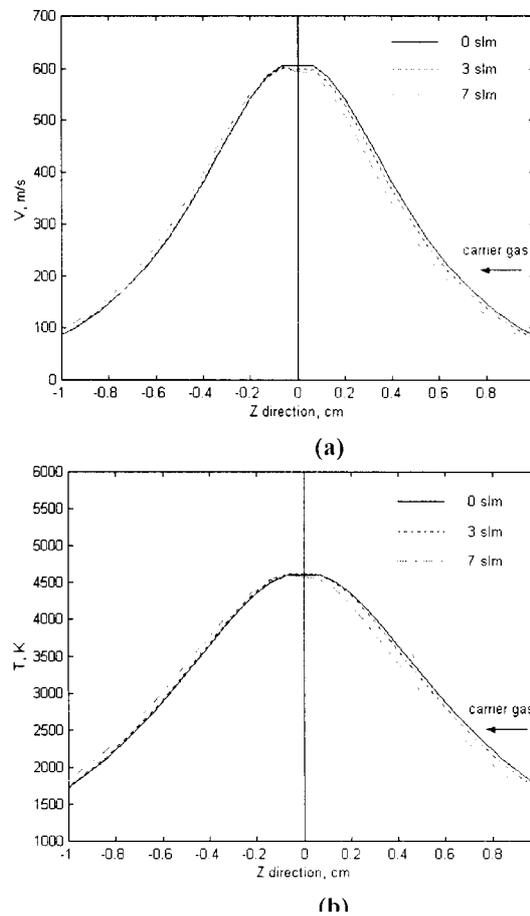


Figure 2.9 : Profils radiaux de vitesse (a) et de température (b) dans le plan situé à 5 cm en aval de la sortie de tuyère, pour différentes valeurs de débit de gaz porteur ⁸¹

2.1.5. L'interaction entre l'écoulement du gaz plasmagène et le substrat

La présence d'un substrat dans le domaine de calcul sur lequel impacte le jet perturbe les champs de vitesse et de température de l'écoulement.

Sa prise en compte dans les calculs nécessite, d'une part, la description des couches limites dynamiques et thermiques qui se développent sur le substrat et d'autre part, l'adaptation du modèle de turbulence.

Les couches limites sont traitées soit par des lois de parois en imposant une température ou un coefficient de transfert de chaleur, soit par une reconstitution de la couche limite par un maillage fin.

Bolot et al. ^{61 110} ont comparé les flux thermiques au substrat en utilisant soit un modèle de turbulence double couche (modèle de Chen-Kim ¹⁰⁹), soit des lois de parois de type logarithmique, soit la loi de Reichardt. Le flux calculé par le modèle à 2 couches est 3 fois plus élevé que ceux prédit par les lois de parois comme le montre la figure 2.10.

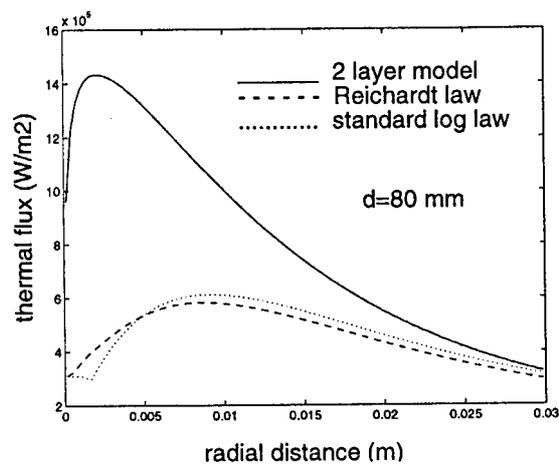


Figure 2.10 : Prédications du flux thermique transféré à la paroi dans le cas d'un écoulement Ar-H₂ (37-3 Nl/min, puissance effective 16500W) dans l'air impactant sur un substrat à 80 mm de la sortie de torche ⁶¹

Cette étude montre la nécessité de choisir la loi de paroi adéquate pour le calcul du flux thermique transféré à la paroi pour étudier le chauffage du substrat par le plasma et éventuellement concevoir son refroidissement. Seule la validation des flux calculés à partir de flux mesurés permet de faire le choix entre les différents modèles possibles.

2.2. Modélisation du traitement des particules

Le comportement des particules est généralement modélisé à l'aide d'un modèle lagrangien pour résoudre l'équation de la dynamique. Quant au modèle thermique, il peut être appliqué soit en considérant la température interne de la particule uniforme et en calculant la fraction fondue de celle-ci, soit en résolvant l'équation $T=f(r)$, r étant le rayon de la particule.

2.2.1. Injection des particules

La manière dont est modélisée l'injection des particules est très importante car celle-ci conditionne en grande partie la trajectoire de la particule et donc les paramètres à l'impact. Cette injection des poudres dans l'écoulement plasma est conditionnée par plusieurs paramètres : la taille moyenne et la distribution de taille des particules, la géométrie de l'injecteur et le débit de gaz porteur. Pour une géométrie et une position donnée de l'injecteur, les conditions d'injection sont généralement modélisées par des distributions de taille, de vitesse d'injection, de direction et de position à la sortie de l'injecteur de poudre.

Williamson et al. ⁷⁹ ont mené une étude numérique détaillée sur l'influence des conditions d'injection de la poudre sur son traitement et sa dispersion dans le jet. Cette étude utilise le code LAVA pour étudier le comportement de particules de zircone dans un plasma Ar-H₂ (40-12 Nl/min, 600A, 70V) s'écoulant dans l'air à la pression atmosphérique. Les paramètres pris en compte sont les suivants : vitesse et direction d'injection, masse volumique et diamètre des particules, dispersion turbulente et instabilité dues à la turbulence. Ces paramètres sont activés à tour de rôle dans les simulations numériques pour identifier séparément leur influence et un calcul final est mené avec tous les paramètres actifs. La figure 2.11 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).

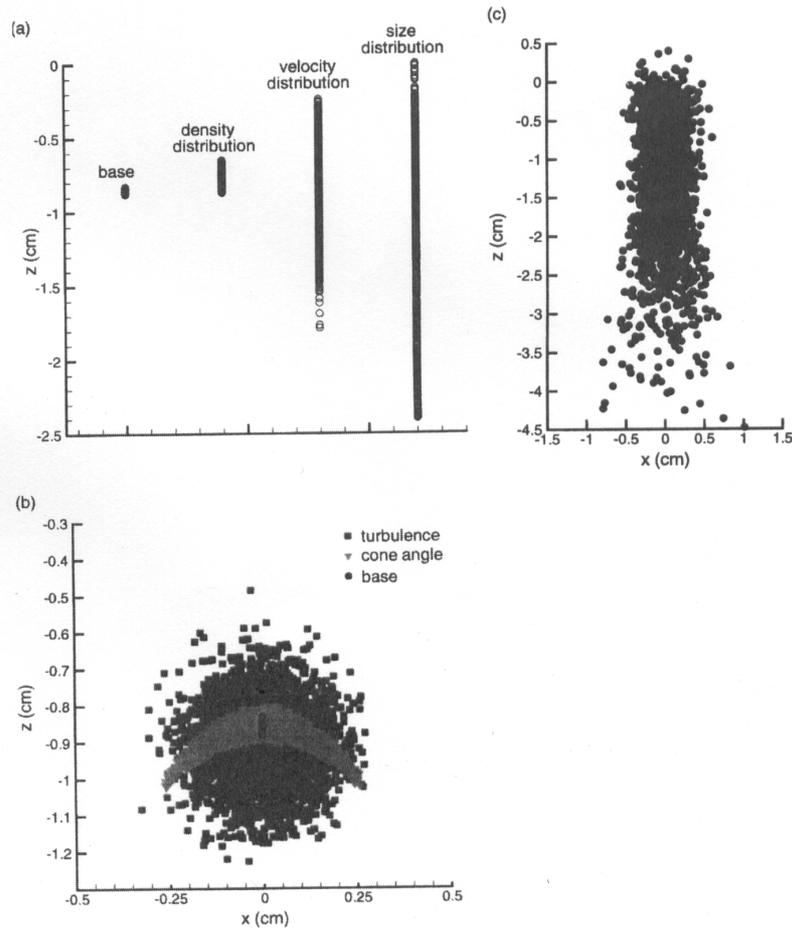


Figure 2.11 : Nuages de particules dans le plan perpendiculaire à l'axe de la torche situé 10 cm en aval de la sortie de tuyère, calculé pour chaque paramètre considéré individuellement (a et b) et pour tous les paramètres combinés (c) ⁷⁹

Les principales conclusions sont les suivantes :

- les paramètres qui affectent la dispersion des particules dans la direction d'injection sont leur masse volumique, leur taille et leur vitesse initiale des particules ;
- ceux qui affectent la dispersion dans les directions parallèle et perpendiculaire à celle de l'injection sont la turbulence de l'écoulement et la direction d'injection (sous la forme d'un angle imposé à l'injection) ;
- la présence d'instabilité dans l'écoulement augmente la dispersion et diminue les vitesse et température des particules à l'impact car les tourbillons ont tendance à éloigner les particules des zones de haute vitesse et forte température de l'écoulement.

- le paramètre le plus influent sur la vitesse et la température des particules est leur diamètre.

Cette étude de Williamson a été menée en 2 étapes : calcul des champs d'écoulement en 2-D puis calcul du traitement des particules en 3-D sur le champ d'écoulement « figé ». Elle ne tient donc pas compte du gaz porteur de poudre et de son influence sur le jet de plasma et sur les particules.

Les travaux de Dussoubs et Vardelle^{20 21} et Remesh^{96 112} sur l'accélération des particules dans l'injecteur montrent que si le débit masse de poudre n'est pas « trop » élevé par rapport au débit masse de gaz porteur, la vitesse des particules en sortie de l'injecteur croit pratiquement linéairement avec le gaz porteur. Cette variation est illustrée sur la figure 2.12 qui représente la variation de la vitesse d'injection de particules de zircone de taille comprise entre 22 et 125 μm avec le débit de gaz porteur (azote).

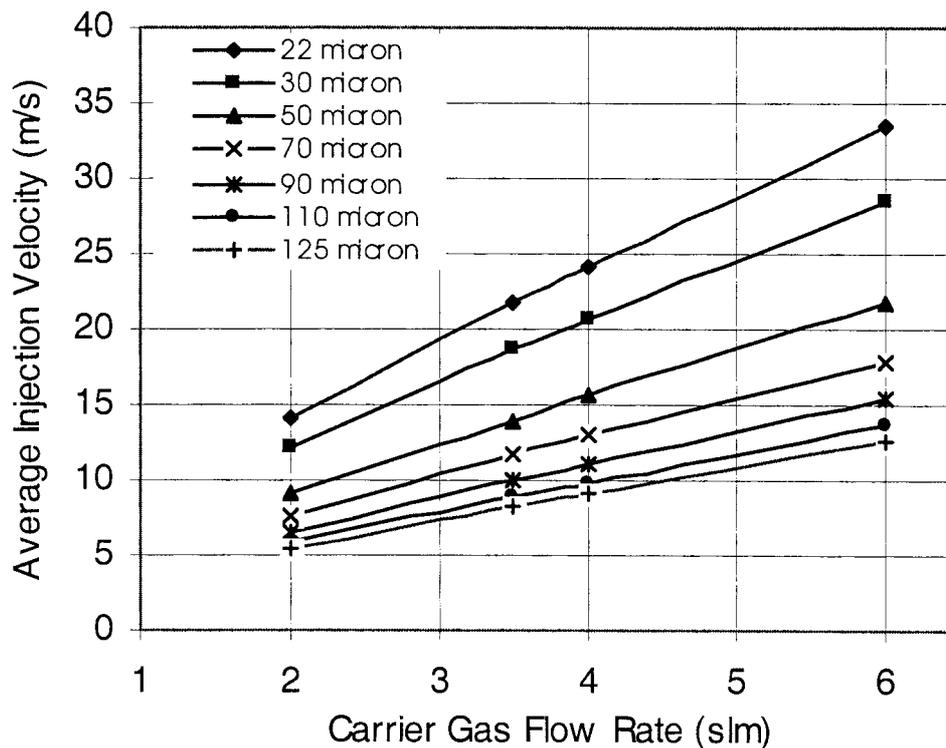


Figure 2.12 : Vitesse d'injection d'une classe de tailles de particules de zircone calculée pour différentes valeurs de débit de gaz porteur ; diamètre de l'injecteur 2 mm⁹⁶

Ces différentes études ont également montré que la température ou la vitesse des particules augmentent quand le débit de gaz porteur augmente jusqu'à une certaine valeur au-delà de laquelle la température diminue. En effet, lorsque ce débit augmente, les particules pénètrent plus dans le cœur du plasma et sont mieux chauffées et accélérées. Par contre au-delà d'une valeur critique de ce débit, qui dépend de la masse volumique et de la taille moyenne des particules, elles traversent le jet de plasma et voyagent dans des zones moins chaudes.

Il semble que le point essentiel pour une injection correcte de la poudre soit la bonne adaptation de la quantité de mouvement des particules à celles du gaz plasma. Il a été montré expérimentalement ²⁰ et vérifié par des simulations numériques qu'un angle de 3°-4° entre la trajectoire moyenne des particules et l'axe de la torche conduit, généralement, à un traitement optimal de la poudre.

Lugsheider et al. ¹¹³ ont, quant à eux, essayé de relier la pénétration des particules dans le jet à la viscosité locale de l'écoulement et à la turbulence ; une vitesse trop faible à l'injection conduisant au rebondissement des particules sur les couches les plus chaudes et donc les plus visqueuses du jet, comme le montre la figure 2.13 pour des particules d'alumine injectées à 6,3 mm de la sortie de tuyère dans un jet de plasma Ar-H₂ (41-12 Nl/min) à 600A.

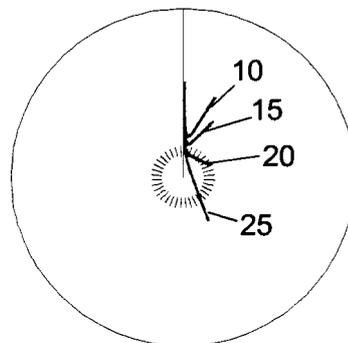


Figure 2.13 : Trajectoires « frontales » des particules pour différentes valeurs de la vitesse d'injection ; plasma Ar-H₂ (41-12 Nl/min) à 600 A, particules d'alumine de 10 μm ¹¹³

T. Zhang et al ⁸⁶ ont établi des cartographies de vitesse et températures de particules à l'impact en fonction de leurs diamètres et de leurs vitesses d'injection (figure 2.14). Ces travaux ont été menés avec le code commercial STAR-CD pour des particules de nickel

traitées dans un jet de plasma Ar (82 NI/min)-H₂ (8 NI/min). S'ils souffrent de manque de validation expérimentale, ils mettent bien en évidence l'influence des paramètres taille et vitesse d'injection des particules sur le traitement des particules.

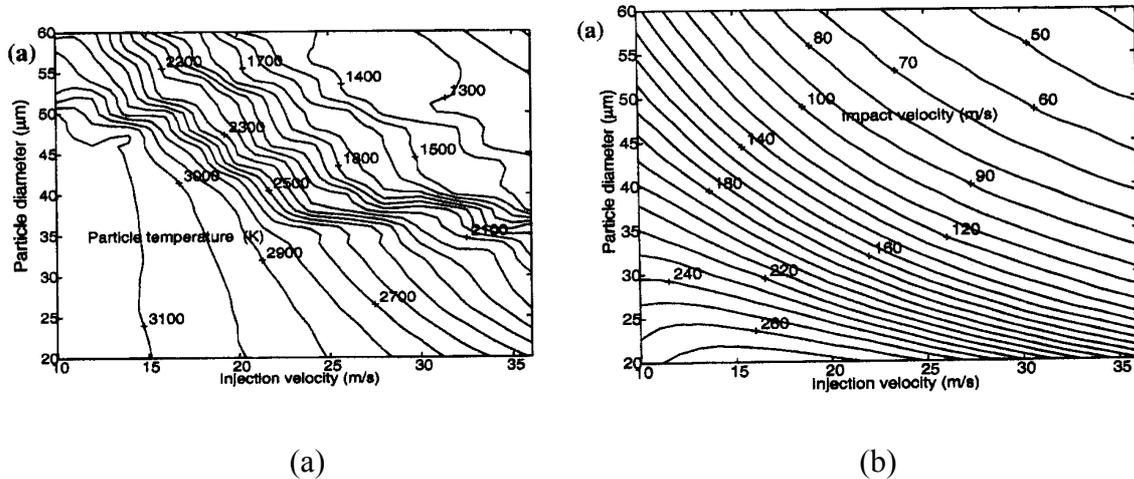


Figure 2.14 : Isocontours des paramètres des particules (température, vitesse) suivant le diamètre et la vitesse d'injection avant l'impact sur le substrat (Ar (82 NI/min)-H₂ (8 NI/min), diamètre de tuyère 8mm, poudre de nickel, distance de tir 120 mm)⁸⁶

2.2.2. Traitement thermique et cinématique des particules

L'étude numérique du comportement de particules injectées dans un écoulement plasma a débuté dans les années 70. De nombreux modèles ont été développés pour prédire les trajectoires et les histoires thermiques des particules pour des conditions opératoires variées. Les premiers modèles étaient généralement monodimensionnels ; ils permettaient soit de calculer la trajectoire d'une particule injectée selon l'axe de la torche, soit d'étudier un phénomène particulier comme la conduction de chaleur dans la particule, son évaporation, son rayonnement... Dans ce cas, ils considéraient une particule immergée dans un plasma infini de température et vitesse données et uniformes^{114 115 116 117}.

Ensuite, ont été développés des modèles bidimensionnels qui sont encore les plus utilisés pour l'étude numérique du procédé de projection par plasma²². La plupart sont basés sur les hypothèses suivantes :

- Le plasma est en ETL ;

- L'écoulement est stationnaire ;
- La turbulence est modélisée par un modèle de type k-ε.

Ils s'intéressent à des particules injectées avec une vitesse et une taille donnée. Les plus récents considèrent une injection multiparticulaire et utilisent un traitement statistique des données pour déterminer les valeurs moyennes locales des paramètres des particules. Cette approche facilite la comparaison avec les résultats expérimentaux qui sont obtenus sur un certain échantillon de particules et sont donc statistiques.

Enfin, les derniers modèles sont tridimensionnel ^{21 76 91} et, éventuellement, instationnaires. Ils permettent de tenir compte de l'injection localisée de la poudre, de l'influence du gaz porteur, du caractère 3-D de la turbulence et d'une géométrie particulière de la pièce à recouvrir. Les modèles instationnaires 2-D et 3-D s'intéressent essentiellement à l'effet des fluctuations du jet de plasma sur le traitement de la poudre.

2.2.2.a. Les forces qui agissent sur les particules

Différentes études ont porté sur l'importance des différentes forces qui s'exercent sur une particule injectée dans le jet de plasma ^{21 22 26 118} en partant des principales forces qui agissent sur une particule immergée dans un fluide : force de traînée, force de masse ajoutée, force due à la rotation de la particule, force de Basset, force de thermophorèse et force de gravité. Elles concluent que les forces à prendre en compte sont essentiellement la force de traînée et éventuellement la force de Basset, comme le montre la figure 2.15 qui représente le rapport des principales forces à la force de traînée, en fonction du diamètre de particules de zircone immergée dans un plasma Ar-25% H₂ à la température de 5000K et une vitesse relative plasma-particule de 500 m/s.

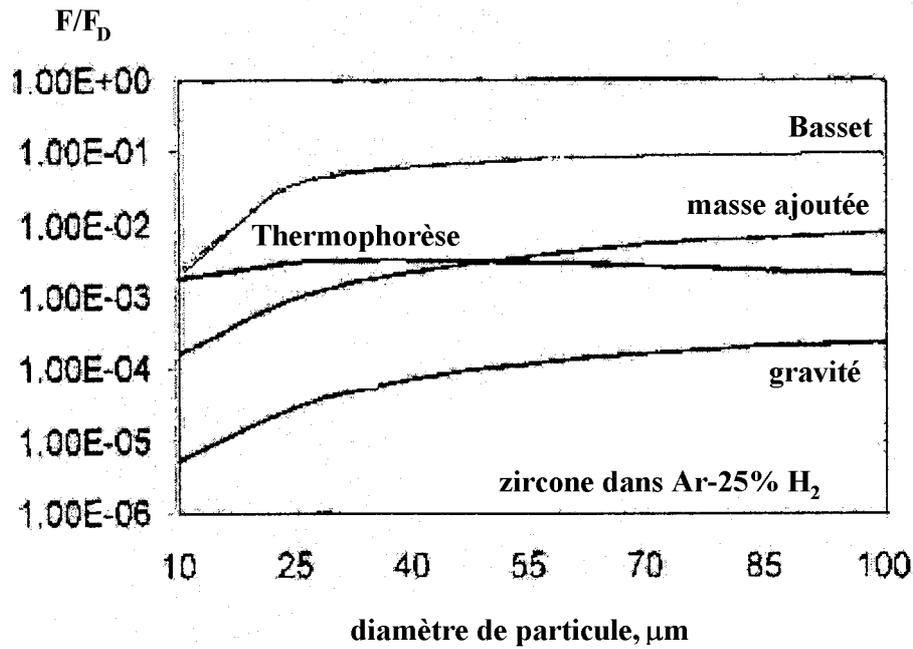


Figure 2.15 : Comparaison des différentes forces s'exerçant sur des particules de zircone en fonction de leur diamètre, dans un plasma Ar-25% H₂ à la température de 5000K et une vitesse relative plasma-particule de 500 m/s

Remarquons que la dispersion turbulente des particules liée à l'effet de la turbulence de l'écoulement sur les trajectoires est aussi un phénomène à prendre en compte, en particulier pour les particules fines et légères.

2.2.2.b. Le traitement cinématique des particules

Si les différents auteurs s'accordent à considérer la force de traînée, comme la force la plus importante, il reste à l'évaluer de façon satisfaisante dans le cas d'un écoulement plasma. Cette force est déterminée à partir du coefficient de traînée C_D 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 vu par la particule :

$$C_D = \frac{F_D / \pi d_p^2}{\frac{1}{2} \rho |v_p - v_\infty|^2} \quad (\text{éq. 2.10})$$

C_D dépend donc du champ de vitesse de l'écoulement du fluide autour de la particule. Ce champ peut être caractérisé par le nombre de Reynolds relatif à la particule Re_p , défini par :

$$Re_p = \frac{\rho_\infty |v_p - v_\infty| d_p}{\mu_\infty} \quad (\text{éq. 2.11})$$

où μ_∞ et ρ_∞ sont la viscosité et la masse volumique du gaz au-delà de la couche limite.

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

Différents facteurs correctifs ont été proposés dans la littérature. En particulier par :

- Lewis et Gauvin ¹¹⁹, pour un plasma d'argon

$$C_D = C_{D_f} \cdot \left(\frac{\mu_f \rho_\infty}{\mu_\infty \rho_f} \right)^{0,15} \quad (\text{éq. 2.12})$$

- Lee ¹²⁰

$$C_D = C_{D_f} \cdot \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p} \right)^{-0,45} \quad (\text{éq. 2.13})$$

- Vardelle ¹²¹ utilise 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_∞)

$$\bar{\varphi} = \frac{1}{T_\infty - T_s} \int_{T_s}^{T_\infty} \varphi(T) dT \quad (\text{éq. 2.14})$$

Dans les équations précédentes, l'indice p représente les propriétés du gaz à la température T_p de surface de la particule, l'indice ∞ représente les propriétés du gaz à la température T_∞ et f celles à la température de film T_f .

La figure 2.16, établie par Douce ¹²², compare la variation de C_D avec la température du gaz plasma pour une particule de $100 \mu\text{m}$ de diamètre avec une température de surface de 100 K et une vitesse relative gaz-particule de 50 m/s .

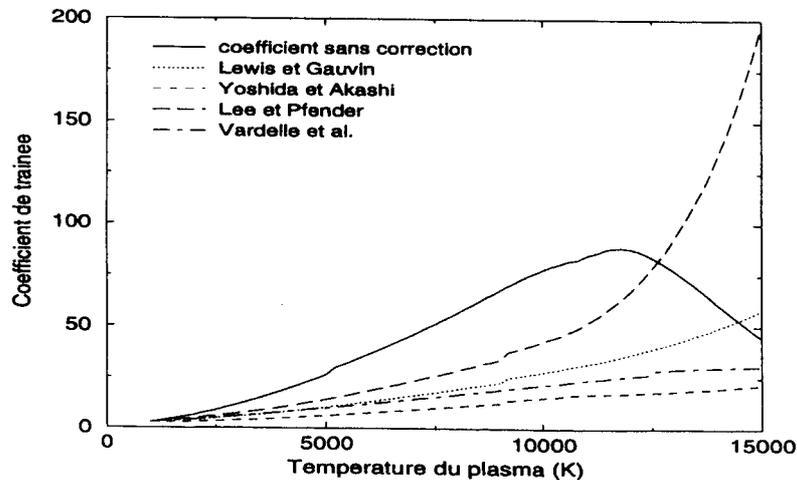


Figure 2.16 : Evolution du C_D en fonction de la température du gaz plasma, $d_p=100\mu\text{m}$, $T_p=1000\text{K}$, $v_p=50\text{m/s}$ ¹²²

Remarquons qu'il est très difficile de valider ces différents coefficients à partir de données expérimentales et le choix d'un coefficient particulier est souvent effectué en fonction de sa facilité de programmation.

2.2.2.c. Le traitement thermique

Le chauffage de la particule étant essentiellement effectué par conduction-convection dans la couche limite, la densité de flux thermique qu'elle reçoit peut s'exprimer par $q = h(T_\infty - T_p)$ où h est le coefficient de transfert thermique, T_∞ la température du gaz au-delà de la couche limite et T_p la température de surface de la particule. Le coefficient h est conventionnellement calculé par la corrélation de Ranz et Marshall ¹²³ :

$$Nu=2+0.6Re_p^{1/2}Pr^{1/3} \quad (\text{éq. 2.15})$$

où Re_p est le nombre de Reynolds relatif à la particule $Re_p = \frac{\rho_f v_f d_p}{\mu_f}$ et Pr est le nombre de Prandlt $Pr = \frac{\mu_f C_{pf}}{k_f}$.

Cette corrélation est corrigée pour tenir compte des gradients thermiques dans la couche limite. Les principales corrections proposées dans la littérature sont :

- corrélation de Lewis et Gauvin ¹¹⁹ pour un plasma d'argon

$$Nu = (2 + 0,515 Re_f^{0,5}) \left(\frac{v_f}{v_\infty} \right)^{0,15} \quad (\text{éq. 2.16})$$

- corrélation de Fiszdon ¹²⁴

$$Nu = (2 + 0,6 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,33}) \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p} \right)^{0,6} \quad (\text{éq. 2.17})$$

- corrélation de Lee ¹²⁰

$$Nu = \frac{hd_p}{\kappa_\infty} = (2 + 0,6 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,33}) \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p} \right)^{0,6} \left(\frac{C_{p\infty}}{C_{pp}} \right)^{0,38} \quad (\text{éq. 2.18})$$

- corrélation de Chen ¹²⁵

$$Nu = 2 \left[1 + 0,63 Re_f Pr_f^{0,8} \left(\frac{Pr_p}{Pr_\infty} \right)^{0,48} \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p} \right)^{0,52} \left(\frac{1 - \left(\frac{H_p}{H_\infty} \right)^{1,14}}{1 - \left(\frac{H_p}{H_\infty} \right)^2} \right)^2 \right]^{0,5} \quad (\text{éq. 2.19})$$

où H est l'enthalpie massique du gaz.

- corrélation de Vardelle ¹²¹ avec propriétés intégrées dans la couche limite

La figure 2.17 présente l'évolution du coefficient de transfert thermique pour une particule de 100 μm traitée dans un plasma d'argon avec une température de surface de 1000 K et une vitesse relative gaz-particule de 10 m/s.

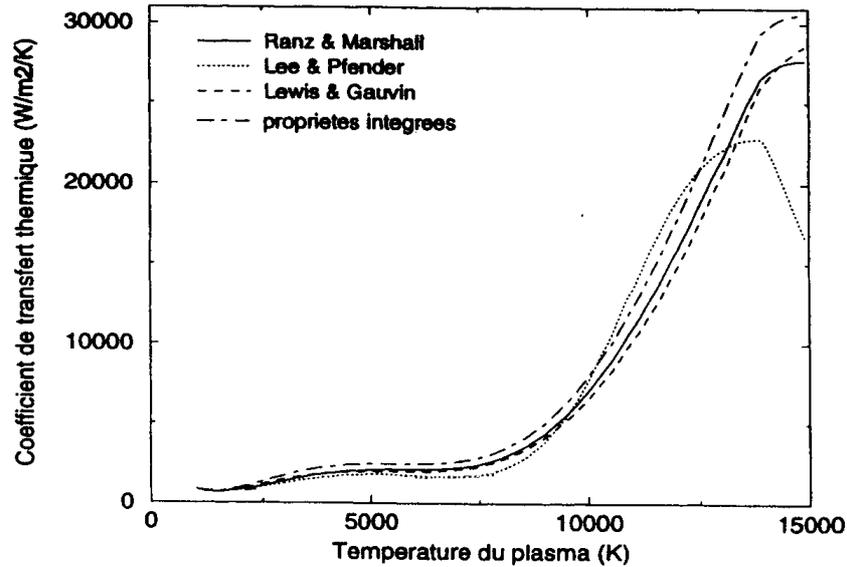


Figure 2.17 : Evolution de h en fonction de la température du gaz plasma d'argon, $d_p=100\mu\text{m}$, $T_p=1000\text{K}$, $v_p=10\text{m/s}$ ¹²²

Les variations de h avec la température du plasma sont similaires jusqu'à 7500 K, température au-delà de laquelle le coefficient calculé par la corrélation de Lee diminue rapidement. Ce coefficient est le plus utilisé dans les modèles.

D'autres phénomènes physiques tels que l'effet de raréfaction ou l'évaporation peuvent affecter le traitement thermique et cinématique des particules. Ces effets sont pris en compte selon une approche similaire à celle proposée pour tenir compte du gradient thermique dans la couche limite entourant la particule, c'est-à-dire que le coefficient du transfert thermique h et le coefficient de traînée C_D sont corrigés à l'aide d'un coefficient de correction. Pour l'effet de raréfaction qui se manifeste lorsque le libre parcours moyen des molécules du gaz est de l'ordre de grandeur du diamètre des particules, les coefficients de correction les plus utilisés ^{21 35} sont ceux proposés par Chen et Pfender ²⁹ qui s'expriment respectivement par :

$$f_{C_D} = \left[1 + \left(\frac{2-a}{a} \right) \left(\frac{\gamma}{1+\gamma} \right) \left(\frac{4}{Pr_p} \right) Kn \right]^{-0,45} \quad (\text{éq. 2.20})$$

$$\text{et} \quad f_h = \left[1 + \left(\frac{2-a}{a} \right) \left(\frac{\gamma}{1+\gamma} \right) \left(\frac{4}{\text{Pr}_p} \right) \text{Kn} \right]^{-1} \quad (\text{éq.2.21})$$

où a est le coefficient d'accommodation thermique, γ le rapport des chaleurs spécifiques, Pr_p le nombre de Prandtl évalué à la température de surface de la particule et Kn le nombre de Knudsen défini comme $\text{Kn} = \frac{\lambda}{d_p}$ où λ est le libre parcours moyen des molécules et d_p le diamètre de la particule.

Plus récemment, Sobolev et al.¹²⁶ ont proposé les coefficients correctifs suivant pour l'effet Knudsen :

$$f_{c_d} = \frac{15 - 3c_1 \text{Kn} + c_2 (8 + \pi a)(c_1^2 + 2) \text{Kn}^2}{15 + 12c_1 \text{Kn} + 9(c_1^2 + 1) \text{Kn}^2 + 18c_2 (c_1^2 + 2) \text{Kn}^3} \quad (\text{éq. 2.22})$$

$$\text{et} \quad f_h = f_{c_d}^{2,22} \quad (\text{éq. 2.23})$$

avec $c_1 = a^{-1}(2-a)$ et $c_2 = (2-a)^{-1}$.

Quelque soit le coefficient correctif utilisé, la vitesse et la température des particules diminuent lorsque Kn augmente comme les transferts entre les molécules de gaz et les particules deviennent moins efficaces.

L'évaporation des particules est un phénomène commun en projection par plasma d'arc. Elle peut être attribuée à 2 mécanismes : l'évaporation physique qui correspond à un changement d'état liquide-vapeur ($M_{(soul)} + Q \rightarrow M_{(g)}$) et l'évaporation de composants volatils qui se forment par réaction chimique à la surface de la particule (par oxydation de particules métalliques par exemple ; $M_{(soul)} + \frac{1}{2} O_{2(g)} \rightarrow$)⁸⁰

La plupart des modèles incluent ce phénomène en supposant que le flux de chaleur à la surface de la particule est le mécanisme contrôlant le taux d'évaporation. Ils supposent souvent également que l'évaporation se produit lorsque la température de surface de la particule est proche de la température d'ébullition. Cependant, certains travaux^{124 22} prennent

en compte une évaporation éventuelle de la particule au-dessous du point d'ébullition, le phénomène étant alors contrôlé par le transfert de masse dans la couche limite ¹²⁷.

Le taux d'évaporation peut être calculé par :

$$\dot{m}_v = 2(\rho D_g)_f \pi r_p \ln(1+B)Sh \quad (\text{éq. 2.24})$$

où Sh est le nombre de Scherwood qui caractérise le rapport entre le transfert de masse total et le transfert de masse par diffusion, B est le nombre de transfert de masse lié à la fraction massique locale de vapeur dans le gaz plasmagène, Y_{vap} , et la concentration de vapeur à la surface de la particule, Y_{vap}^* , par la relation :

$$B = \frac{Y_{vap}^* - Y_{vap}}{1 - Y_{vap}} \quad (\text{éq. 2.25})$$

La concentration de vapeur à la surface Y_{vap} est déterminée par la pression de vapeur saturante en fonction de la température du matériau. Le nombre de Sherwood peut être estimé par une corrélation similaire à celle utilisé pour le nombre de Nusselt :

$$Sh = 2 + 0.6 Re_2^{1/2} Sc_3^{1/3} \quad (\text{éq. 2.26})$$

où $Sc = \frac{\mu}{\rho D_{AB}}$ est le nombre de Schmidt.

Le taux d'évaporation augmente rapidement lorsque la température de surface atteint la température d'ébullition et le flux de chaleur à la surface devient le facteur limitant. Le taux d'évaporation s'exprime alors par :

$$\dot{m}_v = \frac{Q}{\Delta H_{vap}} \quad (\text{éq. 2.27})$$

où Q est le flux de chaleur net reçu par la particule et ΔH_{vap} la chaleur latente d'évaporation.

Comme l'ont souligné Chen et Pfender ^{29 125}, l'évaporation affecte le transfert de chaleur à la particule. Ce phénomène est bien connu dans les études de combustion de

gouttelettes ¹²⁸. Il peut être pris en compte à l'aide d'un facteur correctif sur le coefficient de transfert de chaleur h et sur le coefficient de traînée C_D ³⁵.

Wan et al. ⁸⁰ ont mené une étude numérique sur des particules de molybdène qui s'évaporent dans un plasma Ar-H₂ en utilisant 3 approches différentes pour l'évaporation:

- sans influence du transfert de masse sur le transfert de chaleur;
- sans la prise en compte de l'évaporation contrôlée par le transfert de masse dans la couche limite;
- en tenant compte de ces 2 effets.

Cette étude montre que le taux de vaporisation contrôlé par le transfert de masse dans la couche limite est faible et peut généralement être négligé alors que l'effet du transfert de chaleur sur le transfert de masse doit être pris en compte. Ces résultats sont illustrés sur la figure 2.18 qui représente l'évolution du rayon d'une particule de molybdène dont le rayon initial est 20 μm lorsqu'elle est traitée dans un jet de plasma Ar-H₂.

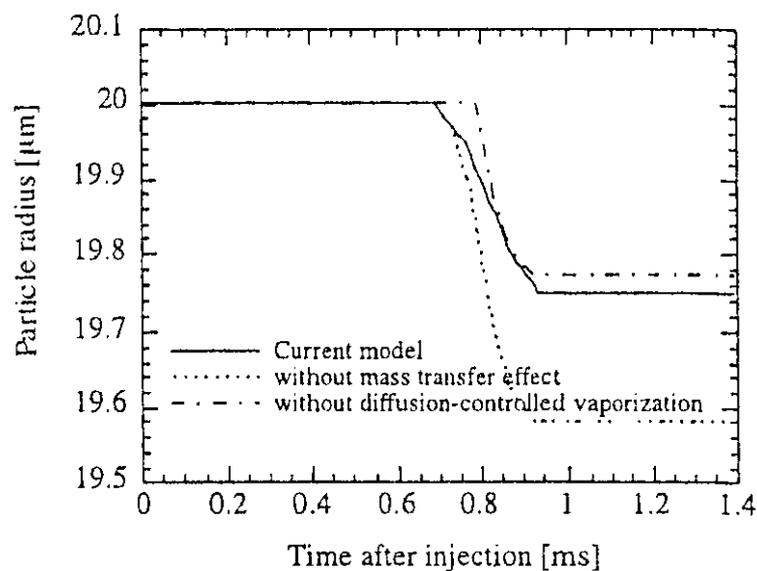


Figure 2.18 : Variation du rayon d'une particule de molybdène de 20 μm traitée dans un plasma Ar-H₂ (« current model » : prise en compte de la modification du flux de chaleur à la particule par le transfert de masse et de l'évaporation contrôlée par la diffusion dans la couche limite) ⁸⁰

2.2.2.d. La conduction interne

L'hypothèse d'une température uniforme est valide pour les particules métalliques de conductivité thermique élevée ou pour les particules, même réfractaires, traitées dans un plasma de conductivité thermique pas trop importante (argon par exemple). Elle est adoptée dans de nombreuses études numériques. Par contre, elle s'applique mal aux particules de faible conductivité thermique (particules agglomérées par exemple) traitées dans un plasma de conductivité thermique élevé (Ar-H₂, N₂-H₂ par exemple). Les modèles intègrent, alors, la résolution de l'équation de la chaleur unidimensionnelle en coordonnées sphériques. Des algorithmes numériques rapides permettent de résoudre cette équation, en chaque point des trajectoires des particules pour une condition de flux en surface donné. Cette résolution permet de déterminer la position du front de fusion et le gradient de température interne^{129 87}. L'équation de la chaleur en enthalpie peut être exprimée par⁸⁷ :

$$\frac{\partial H}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(kr^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (\text{éq. 2.28})$$

avec $H = \rho C_p (T - T_{fus})$, si $T < T_{fus}$

$$H = f_L \rho \Delta H_{fus}, \quad \text{si } T_{fus} < T < T_{fus} + l ; 0 < f_L < 1$$

et $H = \rho \Delta H_{fus} + \rho C_p (T - T_{fus})$, si $T > T_{fus} + l$ (éq. 2.29)

où ΔH_{fus} est la chaleur latente de fusion du matériau, f_L est la fraction liquide de la particule et l l'intervalle de température du changement de phase. Les conditions aux limites sont les suivantes :

$$\text{au centre de la particule } \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=0} = 0 \quad (\text{éq.2.30})$$

$$\text{et à sa surface } -k_p \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=r_p} = h(T_g - T_p) + \epsilon \sigma (T_p^4 - T_a^4) \quad (\text{éq. 2.31})$$

Remarquons que cette dernière équation ne tient pas compte de l'évaporation éventuelle de la particule.

La figure 2.19 montre par exemple la position du front de fusion dans une particule de 50 μm de zircone traitée dans un écoulement de Ar-H₂ (80-20 % en volume).

Dans cette figure, la ligne verticale représente l'interface liquide-solide, *n* la phase solide, *l* la phase liquide et *s* position du front de la resolidification de la particule. Dans les conditions de l'étude, les particules se resolidifient à une distance de 50 mm de la sortie de tuyère.

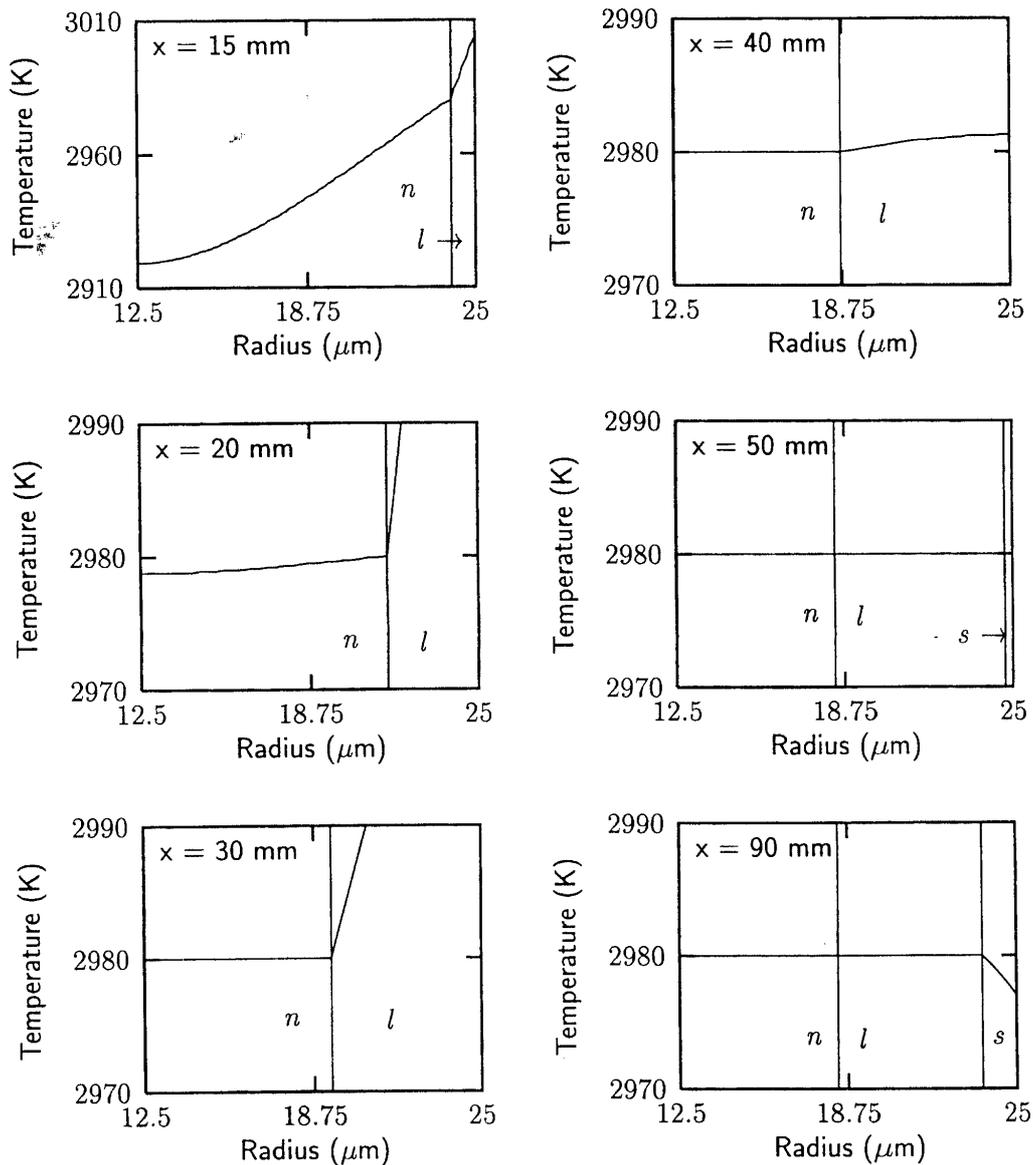


Figure 2.19 : Position du front de fusion d'une particule de zircone agglomérée de 50 μm dans un écoulement plasma de Ar-H₂ à 15, 20, 30, 40, 50 et 90 mm de la sortie de tuyère sur l'axe de la torche ⁸⁷

L'équation de la chaleur peut être aussi résolue en température ⁸⁰. La position du front de fusion est alors donnée par :

$$\left(k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_{m-}} - \left(k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_{m+}} = \Delta H_{fus} \rho_p \frac{dr_m}{dt} \quad (\text{éq. 2.32})$$

où r_{m-} et r_{m+} représentent respectivement les positions de l'interface liquide-solide et celle du front de solidification r_s , lorsque la particule se resolidifie en surface par :

$$\left(k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_{sol+}} - \left(k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_{sol-}} = \Delta H_{fus} \rho_p \frac{dr_{sol}}{dt} \quad (\text{éq. 2.33})$$

Lorsque la particule s'évapore, la condition à la surface devient :

$$4\pi r_p^2 \left(k_p \frac{\partial T}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_p} = 4\pi r_p^2 h(T_f - T_{sol}) - \Delta H_{vap} \frac{dm_p}{dt} - 4\pi r_p^2 \varepsilon \sigma (T_{sol}^4 - T_a^4) \quad (\text{éq. 2.34})$$

2.2.3. L'oxydation

Des particules métalliques traitées dans un jet de plasma s'écoulant dans l'air peuvent être soumises à des réactions chimiques avec l'oxygène ou d'autres espèces oxydantes (OH par exemple si le plasma comporte de l'hydrogène).

Le taux d'oxydation des particules dépend essentiellement :

- du transfert d'oxygène dans la couche limite entourant la particule ;
- de la cinétique de réaction chimique en surface ;
- du transfert d'oxygène à l'intérieur de la particule.

Cette dernière étape, qui est généralement l'étape limitante, peut être réalisée par diffusion à travers la couche d'oxyde formée ou également par convection. En effet, si la particule est entièrement fondue, la contrainte de cisaillement qui se développe à l'interface gaz-liquide à la surface de la particule peut être suffisamment élevée pour engendrer un mouvement de convection à l'intérieur de la gouttelette ³⁸.

Par ailleurs, lorsque la particule s'évapore dans une atmosphère oxydante, il peut y avoir une interaction entre l'évaporation et l'oxydation. La diffusion de la vapeur métallique et des espèces oxydantes à contre-courant dans la couche limite peut entraîner des réactions en phase homogène qui affectent le processus d'oxydation en surface. Les réactions, bien sûr, ne se produisent pas si la couche limite est dans un état figé. Par ailleurs, la consommation de la vapeur abaisse la pression de vapeur dans la couche limite et donc augmente l'évaporation du liquide.

Il faut noter qu'il est difficile de traiter de façon générale les phénomènes d'oxydation et d'évaporation qui varient selon la nature du métal. Ainsi, le molybdène forme des oxydes volatils alors que l'oxyde de fer liquide (FeO) a une tension de vapeur beaucoup plus faible que celle du métal et sa formation en surface de la particule limite l'évaporation.

Dans un modèle, la prise en compte de l'oxydation des particules métalliques en vol suppose la connaissance de la concentration des espèces oxydantes autour de la particule et donc le calcul des réactions chimiques dans l'écoulement. Par ailleurs, elle nécessite des données sur les cinétiques d'oxydation et la vitesse de diffusion de l'oxygène dans la couche d'oxyde et/ou de métal. Aussi, peu d'études numériques sont elles décrites dans la littérature sur ce sujet. Elles s'accordent cependant pour reconnaître que dans des conditions conventionnelles de projection, l'oxydation des particules en vol est plus importante que celle qu'elles subissent après leur impact sur le substrat.

Neiser et al.³⁸ ont étudié l'oxydation de particules de fer dans le procédé HVOF. Leur modèle permet d'expliquer la formation des nodules d'oxydes observées expérimentalement dans les lamelles qui constituent le dépôt, grâce au mouvement convectif qui se développe à l'intérieur des gouttelettes et assure un renouvellement continu de la couche de fer en surface.

Les calculs de Zhang³⁵ sur l'oxydation de particules de fer dans un plasma Ar-H₂ conduisent au même résultat : si la particule est entièrement fondue et si sa trajectoire est proche de l'axe de la torche, la convection interne au grain joue un rôle actif dans la formation de l'oxyde. Il s'est par ailleurs attaché à étudier l'influence de l'évaporation sur l'oxydation et a couplé le calcul du traitement thermique des particules entièrement fondue avec un modèle 2-D qui prend en compte le mouvement du fluide à l'intérieur des gouttes. Si certaines

hypothèses paraissent critiquables (en particulier une couche limite en équilibre thermique et chimique, une géométrie 2-D), ce dernier montre bien la formation de nodules d'oxydes à l'intérieur des particules comme cela a été observé dans des particules collectées en vol ³⁷.

Kolman et Volenik ¹³⁰ se sont également intéressés à l'oxydation de particules de fer liquide de diamètre 120 μm dans un plasma d'eau à une température de 5000 K. Leur modèle est basé sur un mécanisme de diffusion pour le transfert de l'oxygène à travers la couche d'oxyde qui se forme à la surface de la particule ; il tient compte des mécanismes d'oxydation spécifiques du fer dans la vapeur d'eau mais ne prend pas en compte un mouvement convectif potentiel à l'intérieur des gouttelettes.

La figure 2.20 montre la variation de l'épaisseur de la couche d'oxyde (FeO) formée à la surface avec la température de la particule, en imposant un taux de réaction constant à la surface (65 mol/m²/s pour l'oxygène et 6,5 mol/m²/s pour la vapeur d'eau). Les épaisseurs d'oxyde prédites par le modèle (environ 2 μm) sont en accord avec celles observées sur les particules collectées en vol. Il montre également que le phénomène de convection dans la goutte est négligeable dans les conditions opératoires de l'étude.

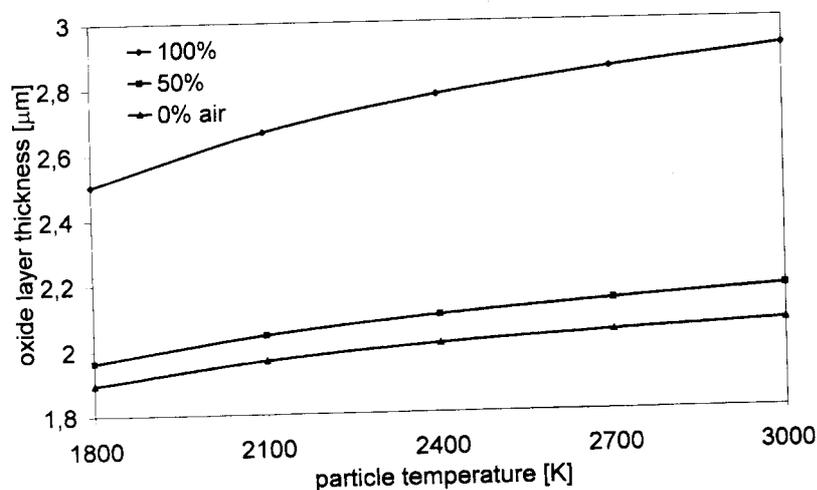


Figure 2.20 : Evolution de l'épaisseur de la couche d'oxyde à la surface d'une particule suivant la température de la particule ¹³⁰

Wan et al. ⁸⁰ ont étudié l'évaporation de particules de molybdène qui s'oxydent dans un jet de plasma Ar-H₂ s'écoulant dans l'air en tenant compte de l'évaporation physique et de

celle contrôlée par l'oxydation (l'oxyde prédominant formé en surface MoO_3 est notable entre 500 °C et 2622 °C est très volatil). La figure 2.21 montre le taux d'évaporation d'une particule de $40\text{ }\mu\text{m}$ lié à ces deux mécanismes. Dans les conditions de leur étude, l'évaporation physique est le mécanisme qui a la plus grande influence sur la diminution du diamètre de grain.

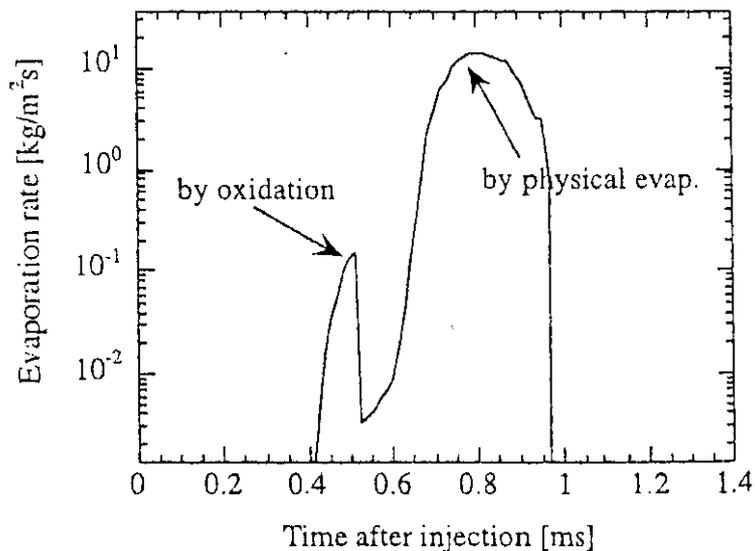


Figure 2.21 : Taux d'évaporation produit par l'oxydation et l'évaporation physique d'une particule de molybdène de $40\text{ }\mu\text{m}$ traitée dans un plasma Ar-H₂⁸⁰

2.3. Impact des particules sur le substrat et formation du dépôt

Depuis quelques années, de nombreuses études expérimentales et numériques ont portées sur la compréhension des phénomènes à l'impact de gouttelettes sur un substrat^{64 131 à 144}.

La construction d'un dépôt étant un procédé multi-échelle avec des échelles de temps pouvant varier de la microseconde à plusieurs minutes et des échelles d'espace comprises généralement entre quelques dixièmes de micromètres et quelques centaines de micromètres

voire plus, la plupart des modèles s'intéressent soit à la formation d'une lamelle soit à leur empilement pour construire le dépôt. Quelques modèles purement thermomécaniques et unidimensionnels (par exemple Haddadi ¹⁴⁵) traitent de l'évolution de la température et de l'épaisseur du dépôt pendant la phase de déposition. D'autres s'intéressent à l'empilement de quelques lamelles en incluant les phénomènes de déformation et étalement à l'impact (Simulent drop 1). Les modèles de l'impact d'une goutte permettent de déterminer les temps caractéristiques des différents phénomènes : impact, étalement, solidification ; ils permettent également de mieux appréhender l'influence de la solidification sur la phase d'étalement et enfin ils donnent la géométrie de la lamelle finale.

Cependant, ces modèles restent difficiles à intégrer dans des outils de simulation numérique du procédé complet, en grande partie à cause du temps de calcul qu'ils nécessitent. Pour ce faire, les modèles actuellement proposés dans la littérature utilisent des lois analytiques ou dérivées de simulation numériques qui permettent de prédire le diamètre de la lamelle et son épaisseur en fonction des paramètres d'impact de la particule (température, vitesse et taille ; voir paragraphe 1.2.4)

Remesh ⁹⁶ a ainsi d'abord calculé les caractéristiques des particules à l'impact dans le procédé de projection plasma puis, à l'aide d'un programme statistique, a modélisé le profil 3-D du dépôt sur un substrat fixe ou avec déplacement de la torche par rapport au substrat. Il a, ensuite, comparé ses résultats numériques à des mesures d'épaisseur de dépôts réalisés avec les mêmes conditions opératoires. L'accord entre l'épaisseur calculée et l'épaisseur mesurée est bon, comme le montre la figure 2.22. Il a également étudié l'influence des paramètres opératoires (gaz porteur, débit de gaz plasmagène, puissance électrique de la torche) sur la géométrie du dépôt. Les calculs montrent que le débit de gaz porteur a une influence significative sur l'épaisseur et la largeur du dépôt en affectant la fraction fondue des particules injectées, leur étalement et leur trajectoire. L'augmentation du débit de gaz plasmagène affecte le profil via la diminution de la fraction fondue des particules et une plus grande dispersion du nuage de poudre. La diminution de la puissance électrique conduit également à la diminution de l'épaisseur en réduisant la fraction fondue de particules. Ces effets ont été observés aussi bien dans le cas d'une torche fixe que dans celui d'une torche en mouvement par rapport au substrat.

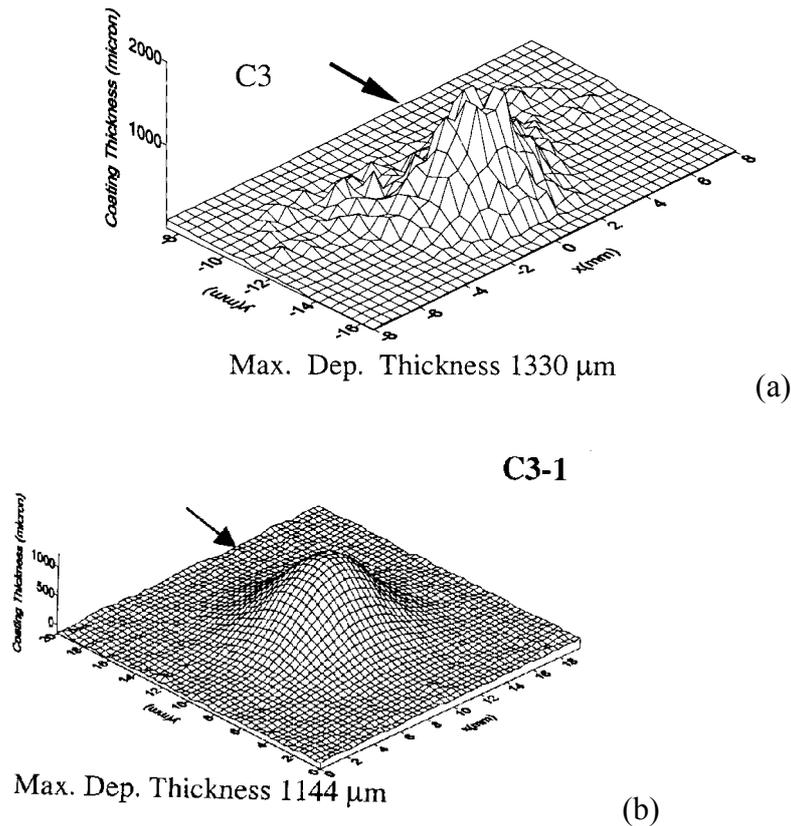


Figure 2.22 : Profils de dépôts par simulation (a) et expérience (b) ⁹⁶

Mostaghimi et al. ¹⁴⁶ ont également développé un outil complet de modélisation du procédé HVOF, incluant 3 sous-systèmes : la projection avec les paramètres qui y sont rattachés (taille, température, vitesse, position des particules à l'impact), l'impact avec la formation des lamelles et la microstructure du dépôt incluant la formation de la porosité.

2.4. Conclusion

L'étude des principaux modèles de la projection plasma présentés dans la littérature a montré que les facteurs qu'il est nécessaire de prendre en compte sont :

- une géométrie tridimensionnelle pour la représentation de l'interaction entre le gaz porteur et le jet de plasma ;

- un écoulement instationnaire pour appréhender l'effet des fluctuations du pied d'arc sur le traitement des particules ;
- un modèle de turbulence qui permet éventuellement de tenir compte de la présence du substrat et de représenter le mélange entre le gaz plasma et l'air ambiant ;
- des facteurs correctifs sur les coefficients de transfert plasma-particule pour les adapter aux spécificités de l'écoulement plasma (gradients thermiques élevés dans la couche limite, effet de raréfaction, évaporation) ;
- éventuellement le déséquilibre chimique qui règne dans l'écoulement en particulier lorsque celui-ci à une vitesse élevée par rapport à celles des réactions chimiques en phase homogène ou hétérogène qui peuvent intervenir.

Le chapitre suivant présente le modèle que nous avons développé en essayant d'intégrer certains de ces facteurs (modèle de turbulence, facteurs correctifs,...).

Chapitre 3

Le modèle du procédé de projection par plasma d'arc

Le laboratoire SPCTS travaille depuis 1995 avec le code ESTET, développé par le département Mécanique des Fluides et Transports Thermiques d'EDF en collaboration avec la société SIMULOG⁶⁹. Ce code présente l'avantage d'avoir une architecture « ouverte », c'est à dire que les sous-programmes gérant les entrées et sorties, les conditions aux limites, les termes sources, les propriétés des gaz et des matériaux et le module lagrangien pour le traitement des particules sont accessibles à l'utilisateur.

Dans ce chapitre, nous présentons le modèle que nous avons utilisé puis nous décrivons la chaîne logicielle ESTET 3.4, ainsi que les modifications apportées afin de l'adapter aux conditions spécifiques du procédé.

3.1. Le jet de plasma

3.1.1. Hypothèses

Les principales hypothèses utilisées pour la modélisation de l'écoulement plasma sont les suivantes :

- milieu continu ;
- écoulement subsonique et quasi-incompressible ;
- fluide newtonien ;
- écoulement turbulent, sauf dans le cœur potentiel et à proximité des parois (anode, flasque avant de la torche, injecteur et substrat). La turbulence est modélisée par des modèles de type k- ϵ ou R_{ij} - ϵ ;
- équilibre thermodynamique local ;
- plasma optiquement mince ;
- pas de réaction en phase gazeuse ;
- mélange gazeux ternaire constitué du gaz plasmagène, du gaz porteur de poudre et du gaz ambiant ;
- géométrie tridimensionnelle ;

- écoulement stationnaire ou instationnaire selon le cas étudié.

Justification des hypothèses :

- Le milieu peut être supposé continu si les dimensions caractéristiques du système considéré sont grandes par rapport à la distance moyenne qui sépare les molécules composant le milieu. Cela impose de considérer, dans les calculs, des éléments de volume très grands à l'échelle moléculaire et très petits à l'échelle macroscopique du système. Dans les différents domaines de calculs que nous utilisons dans notre étude, les dimensions des plus petites mailles sont de $2,95 \cdot 10^{-4}$ m suivant x, $5,70 \cdot 10^{-4}$ m suivant y et $2,95 \cdot 10^{-4}$ m suivant z. Or le libre parcours moyen des molécules λ est calculé, à une température T et une pression p, par :

$$\lambda = \frac{k_B T}{p \sigma} \quad (\text{éq. 3.1})$$

où k_B est la constante de Boltzmann et σ la section efficace de collision des molécules du gaz. λ est environ de $2,5 \cdot 10^{-6}$ m à 4000 K et $6,5 \cdot 10^{-6}$ m à 10000 K à la pression atmosphérique ²¹. Ce libre parcours moyen est très inférieur aux plus petites dimensions d'éléments du domaine. Par ailleurs, le domaine de calcul comporte en général 45 mailles suivant x et z et 63 mailles suivant y, et donc les dimensions des mailles sont petites devant l'échelle du système. Les grandeurs caractéristiques de l'écoulement telles que la température, la masse volumique et la vitesse peuvent donc être supposées uniformes dans chaque élément de volume à chaque instant ;

- Lorsque le nombre de Mach M_a , défini comme le rapport de la vitesse du fluide à la vitesse du son c, est inférieur à 0,3, l'écoulement peut être traité comme incompressible. Il est dit quasi-incompressible si M_a est inférieur à 0,3 et si la masse volumique du fluide varie parce qu'il y a des sources ou des transferts de chaleur et non du fait des variations de pression. Remarquons que la vitesse du son varie avec la température de l'écoulement.

Elle s'exprime par $c^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s$ et par exemple, pour un gaz parfait, elle a pour expression

$$c = \sqrt{\frac{\gamma R}{M} T} \quad \text{où } M \text{ est la masse molaire du fluide, } R \text{ la constante des gaz parfaits et}$$

$\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ le rapport des chaleurs spécifiques. Dans les conditions de notre étude (jet de plasma composé de 45 NI/min d'argon + 15 NI/min d'hydrogène à 600 A s'écoulant dans l'air d'une tuyère de 7 mm de diamètre), des travaux expérimentaux ont montré que la température et la vitesse étaient respectivement de l'ordre de 13000 K et 1500 m/s sur l'axe en sortie de tuyère. Le calcul de la célérité du son à l'aide du logiciel ADEP développé au laboratoire SPCTS a conduit à une vitesse du son égale à 2800 m/s dans ces conditions, ce qui donne une valeur du nombre de Mach de l'ordre de 0,53. Nous avons, cependant, choisi de travailler avec l'hypothèse d'un écoulement incompressible. Ce point sera discuté au chapitre suivant qui présente les résultats de notre étude ;

- Un milieu fluide soumis à des contraintes extérieures se déforme de façon continue. Lorsque l'on soumet le fluide à une contrainte de cisaillement, il se déforme avec un certain taux de déformation. Un fluide est dit newtonien quand la relation entre la contrainte et le taux de déformation est linéaire. Sa viscosité dynamique est alors définie comme le rapport de la contrainte de cisaillement aux taux de déformation associée au cisaillement. Cette relation est vérifiée pour la plupart des gaz et peut être considérée applicable aux écoulements de plasma ;
- La notion d'équilibre thermodynamique est liée à celle de microreversibilité des phénomènes élémentaires, c'est-à-dire que les processus qui interviennent entre les particules sont contrebalancés par leur processus inverse : ionisation-recombinaison ; excitation-desexcitation ; émission-absorption... Si l'absorption du rayonnement n'est pas parfaitement réalisée (ce qui bien sûr est le cas pour un plasma supposé optiquement mince), il n'y a pas réversibilité des processus radiatifs et le rayonnement observé ne suit pas la loi de Planck. Si les phénomènes radiatifs sont faibles devant les processus collisionnels, c'est-à-dire si la densité électronique est suffisante pour que les collisions électrons-atomes dominent les processus d'excitation et de désexcitation, le milieu est dit en équilibre thermodynamique local. Cependant, en toute rigueur, cette notion s'applique dans un milieu dans lequel il n'y a pas de gradient de température ou de concentration des particules élémentaires ¹⁴⁷. L'hypothèse de l'ETL est le plus souvent formulée dans la modélisation du procédé de projection par plasma et c'est l'hypothèse que nous avons retenue : une seule température suffit pour décrire localement la température du gaz.

Cependant cette hypothèse est critiquable dans les zones où les gradients de température sont élevés, dans les franges du jet par exemple ;

- Notre étude porte essentiellement sur la modélisation du traitement de particules d'alumine dans un jet de plasma Ar-H₂ s'écoulant dans l'air. Les principaux constituants de ce dernier (O₂, N₂) peuvent réagir entre eux ou avec l'hydrogène de l'écoulement lorsque la température s'élève. Il en résulte en particulier la formation d'espèces oxydantes comme OH, qui peuvent réagir avec des particules métalliques injectées dans le plasma¹⁴⁸. De même, l'oxygène peut réagir avec ces particules. Il n'y a pas lieu de considérer ces réactions avec les particules de céramique oxyde. Par contre des phénomènes de démixtion provoqués par une différenciation des mécanismes de diffusion peuvent conduire à une séparation des espèces dans le mélange. Dans notre étude, nous n'avons pas tenu compte des phénomènes de démixtion ou de réactions chimiques et physiques (ionisation-recombinaison). Nous avons considéré que le gaz plasmagène et l'air étaient constitués chacun d'une espèce dont les propriétés thermodynamiques et de transport sont celles du mélange qu'elle représente.

3.1.2. Equations

La modélisation du jet plasma et de son mélange avec le jet de gaz porteur de poudre et le gaz ambiant repose sur la résolution des équations de conservation de la mécanique des fluides et de la thermique pour un mélange multi-espèces monophasique assimilé à un milieu continu. En écoulement laminaire, ces équations s'écrivent :

- Conservation de la masse ou équation de continuité. La variation instantanée de masse est entièrement liée au transport de la matière par l'écoulement.

$$\frac{\partial(\rho)}{\partial t} = -\text{div}(\rho \vec{v}) \quad (\text{éq. 3.2})$$

où ρ est la masse volumique, \vec{v} le vecteur vitesse et t le temps.

- Conservation des espèces. Le flux des espèces est contrôlé par la convection (transport par le fluide) et la diffusion.

$$\frac{\partial \rho m_i}{\partial t} = -\text{div}(\rho m_i \vec{v}) + \text{div}(\rho D_{ij} \overrightarrow{\text{grad}} m_i) \quad (\text{éq. 3.3})$$

où m_i est la fraction massique de l'espèce i et D_{ij} son coefficient de diffusion.

- Conservation de la quantité de mouvement. Le flux de quantité de mouvement est lié au transport convectif par l'écoulement, aux forces de pression et de pesanteur et aux contraintes visqueuses.

$$\frac{\partial(\rho\vec{v})}{\partial t} = -\text{div}(\rho\vec{v}\otimes\vec{v}) - \overrightarrow{\text{grad}P} + \rho\vec{g} + \text{div}\vec{\tau} \quad (\text{éq. 3.4})$$

où P est la pression, \vec{g} le vecteur gravité, $\vec{\tau}$ le tenseur des contraintes visqueuses du fluide multi-constituants. Pour un fluide newtonien, il s'écrit sous la forme :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \delta_{ij} \text{div}v \quad (\text{éq. 3.5})$$

où μ est la viscosité dynamique, v_i les composantes du vecteur vitesse, x_i les coordonnées spatiales et δ_{ij} le symbole de Kronecker.

- Conservation de l'énergie. Le flux d'enthalpie est lié au transport convectif de l'énergie par le fluide, aux phénomènes de diffusion de chaleur et aux phénomènes d'échange radiatif.

$$\frac{\partial(\rho h)}{\partial t} = -\text{div}(\rho h\vec{v}) + \text{div} \left[\frac{\kappa}{C_p} \overrightarrow{\text{grad}h} \right] + S_{rad} \quad (\text{éq. 3.6})$$

h est l'enthalpie spécifique définie par $h = e + \frac{p}{\rho}$ où e est l'énergie interne par unité de masse, C_p est la capacité calorifique à pression et à composition constante, κ est la conductivité thermique du mélange et S_{rad} un terme source radiatif. Ce dernier représente la puissance volumique perdue par rayonnement.

La température est déduite de l'enthalpie à l'aide de tabulations enthalpie-température et de la connaissance de la composition du fluide.

3.1.3. Modélisation de la turbulence

La démarche la plus usuelle pour modéliser des écoulements turbulents est de travailler sur les valeurs moyennes des grandeurs caractéristiques de l'écoulement en postulant que chacune de ces grandeurs peut être considérée comme une variable aléatoire

dont la valeur instantanée est la somme d'une valeur moyenne et d'une valeur fluctuante, par exemple $v_i = \overline{v_i} + v_i'$. En appliquant cette technique aux équations de bilan de quantité de mouvement et d'enthalpie, on obtient des équations de bilan aux valeurs moyennes qui s'écrivent de la même façon que pour les valeurs instantanées, à ceci près qu'il apparaît de nouveaux termes liés aux fluctuations : $div(\overline{v_i'v_j'})$ (tensions de Reynolds) dans l'équation de quantité de mouvement et $div(\overline{v_i'T'})$ (flux turbulents de quantité de chaleur) dans l'équation de l'enthalpie ¹⁴⁹.

La modélisation la plus simple consiste à introduire une viscosité turbulente ν_t et une diffusivité turbulente k_t et à supposer que ¹⁵⁰ :

- les directions principales du tenseur de Reynolds sont les mêmes que celles du tenseur des déformations moyennes ;
- le flux turbulent de quantité de chaleur est aligné avec le gradient de température moyenne.

Les tensions de Reynolds et les flux turbulents de quantité de chaleur s'expriment alors comme :

$$\overline{v_i'v_j'} = -\nu_t \left(\frac{\partial \overline{v_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{v_j}}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (\text{éq. 3.7})$$

$$\text{et} \quad \overline{v_j'T'} = -k_t \frac{\partial \overline{T}}{\partial x_j} \quad (\text{éq. 3.8})$$

Pour évaluer la viscosité turbulente, le modèle k-ε est un des plus utilisés pour les applications pratiques. Il consiste à calculer la viscosité cinématique turbulente ν_t à partir de l'énergie turbulente k et de sa dissipation ε : $\nu_t = C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ où C_μ est la constante de Prandtl-Kolmogorov. La diffusivité turbulente est estimée à partir du nombre de Prandtl turbulent Pr_t défini par $Pr_t = \frac{\nu_t}{\kappa_t}$. L'énergie turbulente, qui est une mesure globale de l'intensité de la turbulence, est définie par :

$$k = \frac{1}{2} \left(\overline{v_1^2} + \overline{v_2^2} + \overline{v_3^2} \right) \quad (\text{éq. 3.9})$$

Le modèle k-ε consiste alors à résoudre 2 équations de transport semi-empiriques pour évaluer k et ε.

Dans nos simulations, nous avons essentiellement utilisé 2 types de modèles k-ε que nous décrivons ci-après.

3.1.3.a. Le modèle k-ε standard

Les équations de transport de l'énergie turbulente et de sa dissipation, sont les suivantes ¹⁵¹ :

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \text{div}(\rho \overline{v k}) = \text{div} \left(\left[\mu + \frac{\rho \nu_t}{\sigma_k} \right] \overrightarrow{\text{grad}} k \right) + \rho \nu_t G - \rho \epsilon \quad (\text{éq. 3.10})$$

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \text{div}(\rho \overline{v \epsilon}) = \text{div} \left(\left[\mu + \frac{\rho \nu_t}{\sigma_\epsilon} \right] \overrightarrow{\text{grad}} \epsilon \right) + C_{1\epsilon} \rho \nu_t G \frac{\epsilon}{k} - C_{2\epsilon} \rho \frac{\epsilon^2}{k} \quad (\text{éq. 3.11})$$

avec

$$G = 2 \left(\left[\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial x} \right]^2 + \left[\frac{\partial \overline{v_2}}{\partial y} \right]^2 + \left[\frac{\partial \overline{v_3}}{\partial z} \right]^2 \right) + \left(\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v_2}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{v_1}}{\partial z} + \frac{\partial \overline{v_3}}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{v_3}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v_2}}{\partial z} \right)^2 \quad (\text{éq. 3.12})$$

où G correspond à un terme de production de la turbulence et ν_t à la viscosité turbulente. $C_{1\epsilon}$, σ_k , σ_ϵ , $C_{1\epsilon}$ et $C_{2\epsilon}$ sont des constantes dont les valeurs sont celles qui ont été proposées par Launder et Spalding en 1974 ¹⁵² pour un écoulement turbulent libre. Elles valent respectivement 0,09 ; 1,0 ; 1,3 ; 1,44 et 1,92.

Des comparaisons détaillées entre calculs et expériences ont montré que le modèle k-ε est assez bien adapté au calcul de jets libres et plus généralement des écoulements cisailés simples (zones de mélange, sillages) mais permet mal le traitement d'écoulements plus complexes ¹⁵³. En particulier, ce modèle présente des faiblesses dans le cas d'écoulements subissant une déviation rapide comme lorsqu'un jet vient frapper une paroi normale à sa direction. L'hypothèse de viscosité turbulente devient en effet localement fautive pour tout point d'arrêt en amont d'un obstacle car les directions principales du tenseur de Reynolds

n'ont pas le temps de s'aligner avec les directions principales du tenseur des vitesses de déformation. Le modèle a tendance alors à surestimer la production d'énergie turbulente à proximité du point d'arrêt et peut conduire à une mauvaise prédiction de l'écoulement ¹⁵⁰.

3.1.3.b. Le modèle k-ε à « bas Reynolds »

En règle générale, les modèles k-ε sont peu aptes à décrire des écoulements dont la turbulence est de faible intensité ou des écoulements comportant une zone laminaire et une zone turbulente comme c'est le cas des écoulements de plasma d'arc ¹⁴⁷. Pour tenir compte de l'intensité de turbulence, on peut alors :

- définir un nombre de Reynolds turbulent Re_t qui caractérise le rapport entre la viscosité turbulente et la viscosité laminaire :

$$Re_t = \frac{\overline{\rho} k^2}{\mu \varepsilon} \quad (\text{éq. 3.13})$$

- et atténuer l'influence de la turbulence à travers le modèle k-ε en modifiant les constantes C_μ et C_2 du modèle k-ε standard selon les expressions suivantes :

$$C_\mu = 0,09 \exp\left(\frac{-3,4}{1 - \frac{Re_t}{50}}\right) \quad (\text{éq. 3.14})$$

$$C_2 = 1,92[1 - 0,3 \exp(-Re_t^2)] \quad (\text{éq. 3.15})$$

Re_t ayant une valeur relativement faible lorsque l'intensité de la turbulence est faible.

Dans le cas des simulations où le jet impacte sur un substrat et subit une forte déviation, on a utilisé la correction de Yap ¹⁰⁸. Dans cette situation, le modèle k-ε peut produire de trop grandes valeurs des longueurs caractéristiques de la turbulence à cause de la conjugaison de deux phénomènes : des contraintes normales du même ordre de grandeur en amont de l'impact et de fortes courbures de lignes de courant après l'impact. Yap ¹⁰⁸ a proposé d'ajouter un terme source « phénoménologique » dans l'équation de la dissipation turbulente dont l'expression est la suivante :

$$Y_c = \max\left(0; 0,83\left(\frac{k^{1,5}}{\varepsilon \cdot c \cdot y} - 1,0\right)\left(\frac{k^{1,5}}{\varepsilon \cdot c \cdot y}\right)^2 \frac{\varepsilon^2}{k}\right) \quad (\text{éq. 3.16})$$

où y représente la distance normale à la paroi et $c = \kappa \cdot C_\mu^{-3/4}$

Ce terme vise à réduire la longueur d'échelle $L_{k\varepsilon} = C_\mu^{3/4} \frac{k^{1,5}}{\varepsilon}$ lorsque celle-ci est trop importante. Ainsi, Y_c est nul pour un écoulement de couche limite en équilibre local et sans influence en dehors de la couche limite (y croissant plus vite que $L_{k\varepsilon}$). Par contre, dans la couche limite où de fortes valeurs de longueur d'échelle sont produites, Y_c tend alors à accroître ε et ainsi à faire diminuer k . Ceci tend à ramener $L_{k\varepsilon}$ vers sa valeur d'équilibre¹⁵⁴.

3.1.3.c. Le modèle k- ε RNG

Le modèle k- ε RNG est dérivé de l'application d'une technique statistique rigoureuse (issu de la théorie du Groupe de ReNormalisation) aux équations de Navier-Stokes. Dans sa forme il est comparable au modèle k- ε mais il inclut un terme additionnel dans l'équation de dissipation (ε) qui augmente significativement celle-ci pour les écoulements déviés et caractérisés par de forts taux de contraintes ou pour des écoulements avec séparation. Néanmoins, ce type de modèle n'est pas forcément adapté pour modéliser les jets de sections circulaires dans des ambiances au repos mais il représente mieux que le modèle k- ε standard les écoulements à bas nombre de Reynolds et notamment à proximité des parois. Nous nous sommes aperçu que pour notre application il donne malgré tout des résultats plus proches des résultats expérimentaux que certains modèles qui à semblent à priori plus indiqués et donc nous l'avons utilisé pour certaines simulations.

3.1.3.d. Le modèle R_{ij} - ε

Ce modèle repose sur la résolution des équations de transport des tensions de Reynolds $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ et des flux turbulents de quantité de chaleur. Il permet ainsi de s'affranchir de l'hypothèse de viscosité turbulente.

Pour établir ces équations de transport, on retranche les équations moyennes des équations instantanées de façon à obtenir des équations portant sur les champs fluctuants de

vitesse et de température. Ces équations font intervenir de nombreux termes inconnus et nécessite donc des équations de fermeture et des constantes empiriques plus nombreuses que dans le modèle k-ε. Il nécessite également le calcul de la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence, ε. Une description détaillée du modèle R_{ij}-ε et des équations de fermeture est donnée dans le livre de R. Schiestel ¹⁵⁵.

3.1.3.e. Récapitulatif des équations du modèle

D'une façon générale, les équations de conservation des grandeurs moyennes pour l'écoulement multi-espèces turbulent modélisé par un modèle k-ε peuvent s'écrire sous la forme vectorielle suivante :

$$\frac{\partial(\rho\varphi)}{\partial t} + \text{div}(\rho\varphi \vec{v}) = \text{div}(\Gamma_\varphi \overrightarrow{\text{grad}\varphi}) + S_\varphi \quad (\text{éq. 3.17})$$

où φ , Γ_φ et S_φ sont respectivement la grandeur intensive, le coefficient de transport et le terme source associés. Elles sont résumées dans le tableau 3.1 pour les grandeurs considérées dans le modèle.

Tableau 3.1 : Coefficients de transport et termes sources utilisés dans l'équation 3.17 pour les différentes grandeurs calculées par le modèle

Φ	Γ_Φ	S_Φ
1	0	$\text{div}(\rho \mathbf{v})$
u	$\mu_{eff} = \mu + \mu_t$	$-\frac{\partial p}{\partial x} + \text{div}\left(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial x}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} \text{div}\mathbf{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial x}(\rho k)$
v	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial y} + \text{div}\left(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial y}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} \text{div}\mathbf{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial y}(\rho k)$
w	μ_{eff}	$-\frac{\partial p}{\partial z} + \rho g + \text{div}\left(\mu_{eff} \frac{\partial v}{\partial z}\right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(-\frac{2}{3}\mu_{eff} \text{div}\mathbf{v}\right) - \frac{2}{3}\frac{\partial}{\partial z}(\rho k)$
H	$\rho(\kappa/C_p, \rho) + \mu_t/Pr_t$	$S_H + \mathbf{v} \cdot \text{grad } p$
m_i	$\rho D_i + \mu_t/Sc_t$	0
k	$\mu + \mu_t/\sigma_k$	$-\frac{2}{3}\rho k \text{div}\mathbf{v} - \frac{2}{3}\mu_t(\text{div}\mathbf{v})^2 + G + \rho(G_k - \varepsilon)$
ε	$\mu + \mu_t/\sigma_\varepsilon$	$-\frac{2}{3}C_{\varepsilon_1}\rho \varepsilon \text{div}\mathbf{v} - \frac{2}{3}\mu_t C_{\varepsilon_1} \frac{\varepsilon}{k}(\text{div}\mathbf{v})^2 + \rho \frac{\varepsilon}{k}(C_{\varepsilon_1}G_k - C_{\varepsilon_2}\varepsilon) + \frac{\varepsilon}{k}C_{\varepsilon_1}C_{\varepsilon_3}G$
$G_k = \frac{\mu_t}{\rho} \left[2\left(\frac{\partial v_1}{\partial x}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_2}{\partial y}\right)^2 + 2\left(\frac{\partial v_3}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_1}{\partial y} + \frac{\partial v_2}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_1}{\partial z} + \frac{\partial v_3}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial v_2}{\partial z} + \frac{\partial v_3}{\partial y}\right)^2 \right];$ $G = -\frac{1}{\rho} \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \rho g \quad ; \quad \mu_t = \rho C_\mu \mu \frac{k^2}{\varepsilon}$ <p style="text-align: center;"><i>Pour le modèle k-ε standard :</i></p> $C_\mu = 0,09 ; C_{\varepsilon 1} = 1,44 ; C_{\varepsilon 2} = 1 ; C_{\varepsilon 3} = 1 \text{ si } G > 0, \text{ sinon } 0 ; \sigma_k = 1,92 ; \sigma_\varepsilon = 1,30$		

3.1.4. La chaîne ESTET 3.4.

Le code ESTET (Ensemble de Simulation Tridimensionnelle d'Écoulements Turbulents) a été développé par le Département Mécanique des Fluides et Transferts Thermiques d'EDF en collaboration avec la société Simulog. C'est un logiciel de résolution des équations de conservation stationnaires ou instationnaires de la mécanique des fluides et de la thermique pour des écoulements tridimensionnels, laminaires ou turbulents, de fluides newtoniens faiblement compressibles. Il résout les équations par la méthode numérique de pas fractionnaires en volumes finis (algorithme SIMPLEC¹⁵⁶) discrétisées sur un maillage structuré, monobloc en coordonnées cartésiennes, cylindro-polaires ou curvilignes non orthogonales. Il inclut également un modèle de type lagrangien pour le transport des inclusions dispersées.

3.1.4.a. Potentialités du code

Ce code permet de résoudre les équations de Navier-Stokes, en régime permanent ou transitoire, isotherme ou non, pour les grandeurs moyennes si l'écoulement est turbulent. Il peut tenir compte des phénomènes suivants pour des écoulements dilatables et faiblement compressibles:

- turbulence : modèle de longueur de mélange, modèle $k-\epsilon$ et $k-\epsilon$ bas Reynolds, modèle Rij- ϵ , simulation des grandes échelles (Large Eddy Simulation) ;
- écoulements multiconstituants ;
- rayonnement en milieu transparent ou semi transparent ;
- présence de parois : le frottement est modélisé soit par des lois de parois soit par une reconstitution de la couche limite ;
- couplage thermique avec un domaine solide (SYRTHES) ;
- écoulements diphasiques (module Lagrangien) avec inclusion d'une phase dispersée, en particulier des particules de poudre, en prenant en compte la dispersion turbulente des particules et leurs interactions avec des parois ;
- calcul en diphasique Eulérien (ASTRID) ;
- transport de scalaires passifs et de la variance de leurs fluctuations.

Les calculs permettent de déterminer en chaque nœud du maillage :

- les variables calculées à partir des équations de bilan :
 - Composantes de la vitesse (repère cartésien) ;
 - Enthalpie ;
 - Energie de dissipation dans le cas des écoulements turbulents ;
 - Tous les scalaires spécifiés : fractions massiques, simples traceurs, etc.
- les grandeurs physiques calculées et intervenant dans les équations:
 - Pression ;

- Température thermodynamique ;
- Masse volumique du mélange gazeux.

3.1.4.b. Architecture du code

La figure 3.1 présente la chaîne logicielle ESTET.

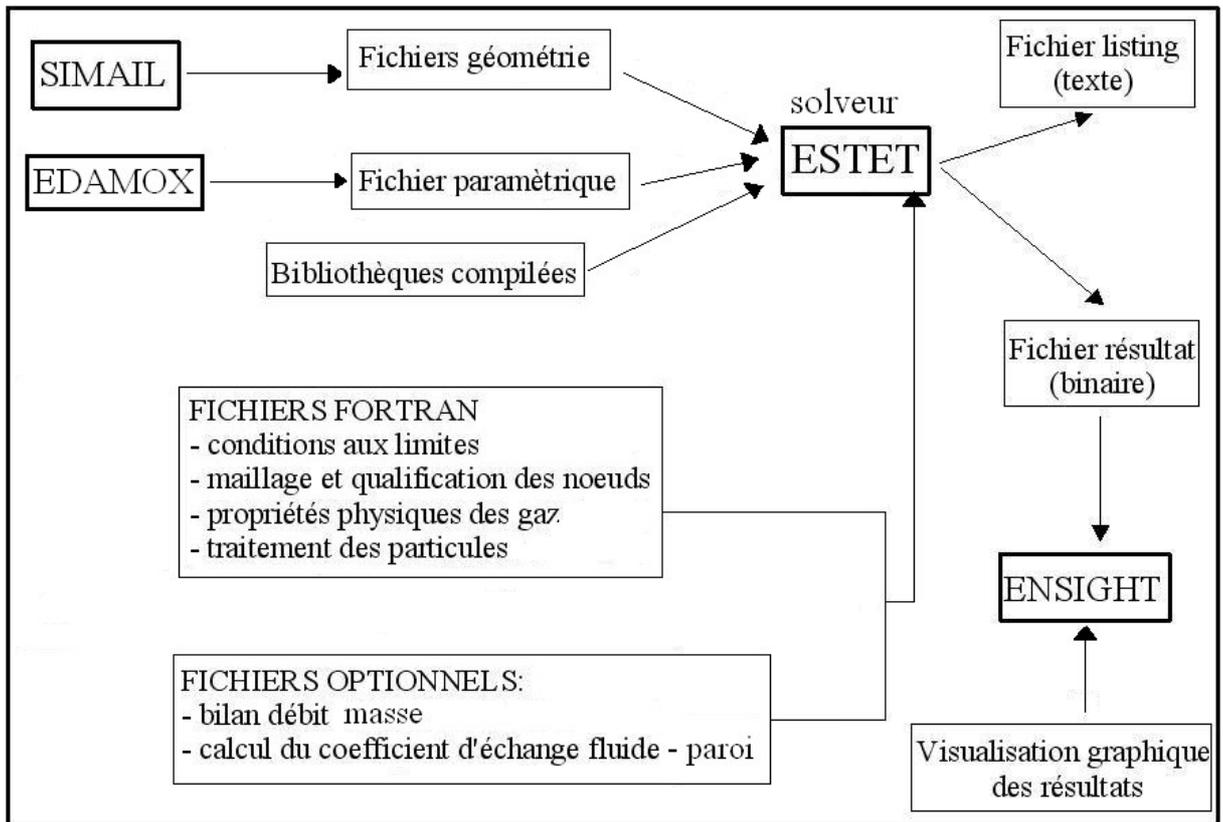


Figure 3.1 : Principe de fonctionnement du code ESTET 3.4

Le logiciel est écrit en fortran et présente une architecture ouverte ; seul le solveur permettant la résolution des équations est inaccessible à l'utilisateur. Les sous-programmes gérant les entrées-sorties, les conditions aux limites en tout point frontière du domaine, les termes sources et puits sont sous forme de procédures séparées que l'on peut modifier afin de les adapter aux conditions opératoires du système traité. Le module lagrangien pour le traitement des inclusions dispersées est totalement ouvert et permet l'ajout de variables et d'équations.

L'entrée de paramètres de calcul et des propriétés du fluide se fait dans un fichier généré au moyen du pré-processeur EDAMOX. Les principaux paramètres sont : le pas de

temps, le type de fluide, les tabulations température-enthalpie des gaz, le type d'écoulement, le modèle de turbulence, les critères numériques de convergence, les variables à afficher dans le fichier résultat en fin de calcul.

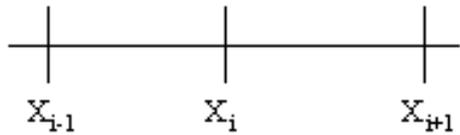
L'exploitation des résultats obtenus par le calcul est effectuée avec le post-processeur ENSIGHT. Les différentes variables du calcul peuvent être représentées dans n'importe quelle partie du domaine de calcul (plan 2D ou domaine 3D). Il permet aussi de créer de nouvelles variables à partir d'expressions mathématiques appliquées aux variables existantes.

3.1.4.c. Construction du maillage avec SIMAIL V6.4

SIMAIL permet de générer et de manipuler par l'intermédiaire d'une interface graphique des maillages linéiques, surfaciques et volumiques. Il permet de créer des maillages volumiques structurés (de type grille) ou non structurés, à l'aide de mailleurs volumiques par bloc, tétraédrisation de Voronoï ou bien manuellement. Nous l'utilisons dans sa configuration grille pour créer nos maillages à base d'éléments tridimensionnels hexaédriques. Il autorise des manipulations géométriques telles que les symétries, rotations, translations, homothétie et des manipulations topologiques telles que des recollements, renumérotations, découpages, optimisation/lissage, modifications d'attributs. Enfin il permet le contrôle de la qualité du maillage et sa validation. L'interface graphique de SIMAIL permet une visualisation rapide et précise du maillage et des attributs de chaque nœud par attribution de couleurs. De plus, chaque fichier rassemblant le détail des opérations effectuées avec SIMAIL peut être modifié directement en mode texte et relancé afin de générer un maillage tenant compte des modifications. Cela permet donc de paramétrer ces fichiers afin d'adapter rapidement le maillage à une nouvelle géométrie (rayon de la tuyère, distance torche-substrat...).

De manière générale, une attention toute particulière doit être portée au maillage car celui-ci conditionne la qualité des résultats et tout particulièrement la convergence du calcul. Il doit notamment être raffiné dans les zones de forts gradients telles qu'à proximité des parois. Du fait de la structure numérique du solveur ESTET, SIMAIL est utilisé en mailleur structuré monobloc pour lequel il n'existe pas de maillage local. Il est donc nécessaire de rajouter un ou plusieurs plans dans les zones que l'on veut raffiner, ce qui augmente alors considérablement le nombre de nœuds du système et donc est plus coûteux au niveau du temps de calcul ²¹.

Par ailleurs, pour conserver une précision numérique de certains opérateurs différentiels qui soit pertinente, il faut limiter les variations du pas d'espace dans chaque direction. Il est conseillé de rester dans les limites 0,77-1,3 pour ce rapport. Par exemple, on a ainsi pour la direction x :



$$0,77 < \frac{X_{i+1} - X_i}{X_i - X_{i-1}} < 1,3$$

Enfin, les mailles très distordues en volume (rapport de la grande dimension sur la plus petite >10) sont à proscrire car elles provoquent une très mauvaise convergence du calcul en pression. Il s'agit du point le plus important car le plus critique pour la convergence des calculs.

De plus, pour un maillage curviligne, il est important de ne pas générer de non-orthogonalité trop forte dans le maillage. ESTET définit un angle φ par direction (I, J, K) entre le vecteur position reliant deux nœuds voisins de maillage et la normale à la facette du volume de contrôle qu'ils partagent (figure 3.2). A partir d'un angle de 60° , le code diagnostique une non-orthogonalité sévère. Au-delà d'un angle de 75° , la difficulté de convergence du calcul est fortement augmentée ¹⁵⁶.

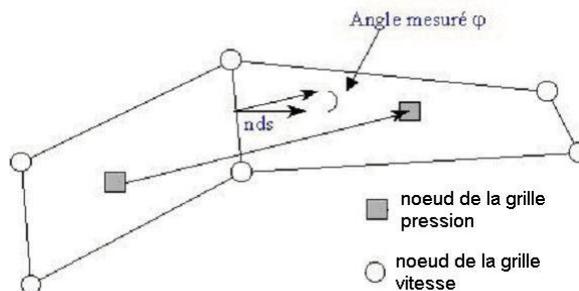


Figure 3.2 : Représentation schématique de l'angle φ de non-orthogonalité

3.1.4.d. Le solveur ESTET

ESTET résout les équations de conservation à l'aide de l'algorithme SIMPLEC basé sur l'utilisation de grilles semi-décalées pour les variables vitesse et pression ¹⁵⁵. La figure 3.3 représente la position de ces grilles l'une par rapport à l'autre.

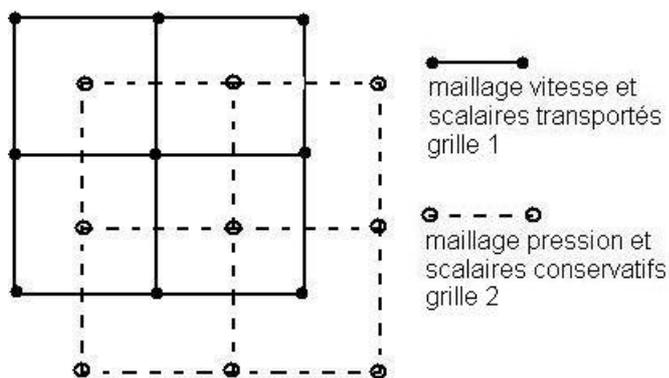


Figure 3.3 : Grilles semi-décalées utilisées dans ESTET 3.4

Les composantes de la vitesse (v_1 , v_2 et v_3) et les variables de la turbulence (k et ϵ) sont calculées à l'intersection des lignes de maillage (grille 1) correspondant au maillage physique, tandis que les nœuds de pression et des scalaires faisant l'objet d'un traitement conservatif sont situés au centre des « cubes de vitesse » (maillage décalé d'une demi maille, grille 2) ¹⁵⁶. Le tableau 3.2 résume la localisation des variables utilisées au cours du calcul.

Tableau 3.2 : localisation des variables sur les grilles « vitesse » et « pression »

Variables dynamiques	$v_1, v_2, v_3, k, \epsilon$	Grille 1
	$R_{ij}-\epsilon$, Pression	Grille 2
Variables scalaires	Passifs ou couplés	Grille 1 ou Grille 2
Variables secondaires	TEMPERATURE, propriétés physiques, viscosité turbulente	Grille 1

Pour la résolution des équations de la mécanique des fluides, ESTET utilise un schéma numérique à pas fractionnaire nommé SIMPLEC ¹⁵⁵. Les flux de convection sont calculés à l'aide d'une interpolation Quick-Upwind et les flux de diffusion à l'aide d'un schéma d'Euler implicite. Les systèmes linéaires sont résolus par un schéma itératif de JACOBI ¹⁵⁶.

3.1.5. Propriétés thermodynamiques et de transport du mélange de gaz

Dans le procédé de projection par plasma, la température de l'écoulement peut évoluer de l'ambiante jusqu'à plus de 15000 K. Sur cette gamme de température, certaines propriétés thermodynamiques et de transport peuvent varier de plus d'un ordre de grandeur.

Le code ESTET autorise l'utilisateur à introduire les propriétés spécifiques du fluide étudié. Nous avons donc utilisé des lois de mélange pour le calcul des propriétés locales du mélange constitué du gaz plasmagène, du gaz porteur et de l'air. La chaleur spécifique et l'enthalpie massique sont calculées comme la somme des propriétés des gaz purs pondérées par la fraction massique m_i de chaque gaz :

$$Cp(T) = \sum_i Cp_i(T) m_i \quad (\text{éq. 3.18})$$

$$H(T) = \sum_i H_i(T) m_i \quad (\text{éq. 3.19})$$

La viscosité moléculaire et la conductivité thermique sont déterminées à partir des lois de mélange selon les relations suivantes :

$$\mu(T) = \sum_i \frac{\mu_i}{1 + \sum_{j \neq i} \phi_{ij} \frac{X_j}{X_i}} \quad (\text{éq. 3.20})$$

$$\kappa(T) = \sum_i \frac{\kappa_i}{1 + \sum_{j \neq i} A_{ij} \frac{X_j}{X_i}} \quad (\text{éq. 3.21})$$

où X_i sont les fractions molaires de chaque gaz. Les coefficients ϕ_{ij} et A_{ij} dépendent de la pression P , de la température T , et des intégrales de collisions entre les différents atomes. Ils sont approximés par la méthode de Wilke¹⁵⁷ pour ϕ_{ij} et par celle de Mason et Saxena¹⁵⁸ pour A_{ij} .

$$\phi_{ij} = \frac{1}{\sqrt{8}} \left[1 + \left(\frac{\mu_i}{\mu_j} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{M_j}{M_i} \right)^{\frac{1}{4}} \right]^2 \cdot \left[1 + \left(\frac{M_i}{M_j} \right) \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (\text{éq. 3.22})$$

$$A_{ij} = 1,065 \phi_{ij} \quad (\text{éq. 3.23})$$

où M_i représente la masse molaire du constituant i . Par ailleurs, la masse volumique du mélange gazeux est déterminée à partir de la fraction massique m_i et de la masse volumique des constituants :

$$\frac{1}{\rho} = \sum_i \frac{m_i}{\rho_i} \quad (\text{éq. 3.23})$$

Des sous-programmes ont donc été intégrés au code ESTET afin de calculer les propriétés du mélange de gaz à partir des relations précédentes, en utilisant un fichier de tabulation température-propriétés (chaleur spécifique, viscosité, conductivité thermique, densité et enthalpie) pour chaque gaz pur et la composition du mélange déterminée par le modèle. Pour ces fichiers température-propriétés, nous avons utilisé les données de la littérature ²⁸ lorsque la pression est égale à la pression atmosphérique, et des données calculées par J. Aubreton ¹⁵⁹ pour les études effectuées à une demi-atmosphère (voir chapitre 4).

Les courbes représentant l'évolution en fonction de la température de la masse volumique, de la viscosité, de la conductivité thermique, de la chaleur spécifique et de l'enthalpie des gaz utilisés dans nos simulations sont données en annexe.

3.1.6. Conditions aux limites

La figure 3.4 représente un domaine de calcul type utilisé dans nos simulations. Il peut être divisé en 2 sous-domaines : le domaine « interne » qui correspond à la partie interne de la tuyère prise en compte dans les calculs et le domaine « externe » qui inclut la sortie de tuyère, l'injecteur de poudre, le domaine dans lequel le jet se mélange avec le gaz ambiant et le substrat.

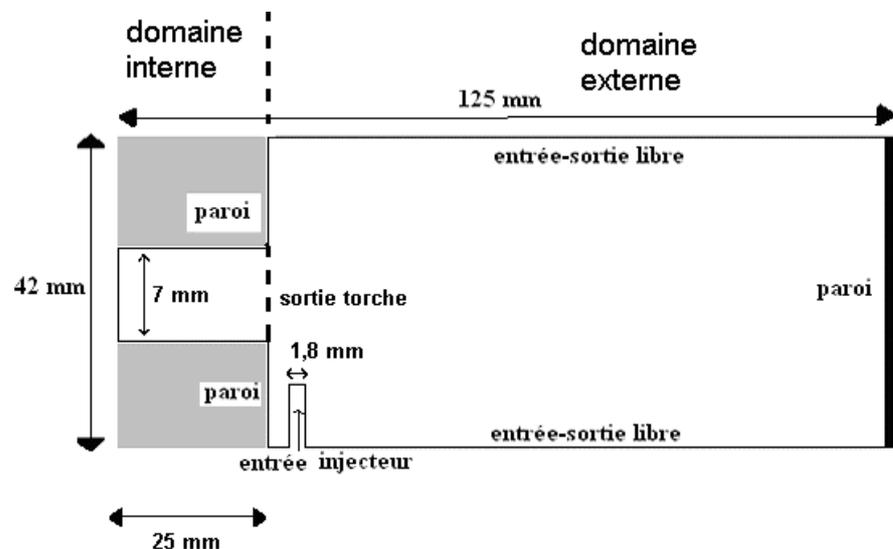


Figure 3.4 : Domaine de calcul pour un cas type en projection par plasma d'arc

3.1.6.a. Entrées du domaine

En entrée de la portion de tuyère incluse dans le domaine et en entrée de l'injecteur, on fixe les valeurs des variables suivantes : enthalpie, vitesse, fraction massique de chaque constituant et grandeurs turbulentes.

- Entrée d'injecteur : la fraction massique du gaz porteur est imposée à 1, sa température est de 27°C et le profil laminaire de vitesse suit une équation de type $v(r) = v_{\max} (1 - (r/R)^2)$ où v_{\max} est déterminée à partir de la conservation du débit masse ;
- Entrée de tuyère : la fraction massique du gaz plasmagène est égale à 1. Deux méthodes ont été utilisées pour déterminer les profils radiaux de vitesse et d'enthalpie imposés en entrée du domaine de calcul.

1. Profil de vitesse et profil de température imposés (modèle V&T) :

En régime instationnaire, ce modèle suppose que la puissance efficace $P(t)$ à la sortie de la torche fluctue comme la tension d'arc $V(t)$. Ainsi, $P(t)$ est calculée selon la relation $P(t) = V(t) \cdot I \cdot \eta$, où l'intensité de courant I et le rendement thermique de la torche η sont considérés constants.

Le rendement thermique de la torche est défini comme le rapport entre la puissance thermique effective en sortie de torche et la puissance thermique imposée en entrée ($V \times I$). Les pertes thermiques proviennent du transfert de chaleur aux électrodes (essentiellement à l'anode). Elles peuvent être évaluées par la mesure du débit d'eau et de la variation de température dans le système de refroidissement des électrodes.

Dans ce modèle, l'enthalpie spécifique moyenne \bar{H} évolue dans le temps comme la tension d'arc : $\overline{H(t) \cdot q_m} = V(t) \cdot I \cdot \eta = P(t)$ où q_m est le débit massique du gaz. Des expériences conduites au laboratoire ¹⁶⁰ ont montré que pour un plasma d'Ar-H₂ le profil de température du gaz en sortie de tuyère pouvait s'exprimer selon :

$$T(r,t) = (T_{\max}(t) - T_{\text{anode}}) \cdot (1 - (r/R_{\text{torche}})^{4.5}) + T_{\text{anode}} \quad (\text{éq. 3.24})$$

où la température de paroi de l'anode, T_{anode} , est proche du point de fusion du cuivre (1000°C), r est le rayon courant et R_{torche} le rayon de la tuyère. Dans le code, ce profil radial

est représenté par un profil d'enthalpie, $H(r)$, de forme polynomiale pondéré par un coefficient, $A(t)$, égal à 1 dans des conditions stationnaires.

$$H(r) = A(t) * (B_n \cdot r^n + B_{n-1} \cdot r^{n-1} + \dots + B_0) + H_0 \quad (\text{éq. 3.25})$$

où B_n, B_{n-1}, \dots, B_0 sont des constantes. L'évolution dans le temps de $A(t)$ est similaire à celle de la tension d'arc.

Le profil radial imposé pour la vitesse du gaz en entrée de tuyère est le même dans les conditions stationnaire et instationnaire. Il a été établi selon des mesures expérimentales faites au laboratoire dans des conditions opératoires similaires ²¹ :

$$v(r) = v_{\max} \cdot (1 - (r/R_{\text{torche}})^2) \quad (\text{éq. 3.26})$$

où v_{\max} est la valeur maximale de la vitesse sur l'axe de la torche en sortie de tuyère. v_{\max} est adaptée de manière à garder constant le débit massique quelque soit la température et la masse volumique du mélange gazeux.

Ce modèle nécessite la connaissance du rendement thermique de la torche ainsi que celle des profils expérimentaux de vitesse et de température du gaz en sortie de torche. De plus on suppose que ces profils ont la même allure en régime instationnaire et en régime stationnaire et lorsque les paramètres de projection varient autour de ceux pour lesquels les profils expérimentaux ont été établis.

Pour imposer la turbulence en entrée, l'énergie turbulente est calculée selon la relation suivante :

$$k(r) = 0.5 \cdot (I_t \cdot v(r))^2 \quad (\text{éq. 3.27})$$

où I_t est l'intensité turbulente fixée à 0,02 ¹⁶¹ et r la distance radiale à l'axe de la torche.

La dissipation ϵ est calculée à partir d'un modèle de longueur de mélange appliqué à l'intérieur de la tuyère ⁴⁵, selon la relation :

$$\epsilon(r) = C_\mu \cdot \frac{k(r)^{1.5}}{L_m} \quad (\text{éq. 3.28})$$

avec $L_m = 0,075 \cdot R_{\text{tuyère}}$ où $R_{\text{tuyère}}$ est le rayon interne de la tuyère et $C_\mu = 0,09$;

2. Puissance volumique (modèle PV) :

Ce second modèle est basé sur la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans le gaz plasmagène. En régime instationnaire, la puissance thermique imposée par l'arc est modélisée par une source de chaleur volumique uniforme (W/m^3) mais dépendante du temps, imposée dans une portion fixée de la tuyère comme le montre la figure 3.5. Cette puissance volumique est définie comme la puissance électrique instantanée $V(t) \times I$ divisée par le volume du cylindre représentant cette portion. Le diamètre du cylindre est égal à celui de la tuyère et sa longueur varie selon les conditions opératoires. La même valeur de puissance volumique est imposée dans chaque maille de cette zone et prise en compte comme terme source dans l'équation de conservation de l'énergie.

A l'entrée de la tuyère, le gaz plasmagène a une température de $27^\circ C$ et le profil de vitesse du gaz est laminaire avec un angle tenant compte de la forme conique de la cathode. Le transfert de chaleur à l'anode est modélisé en utilisant la classique « loi de paroi »¹⁵⁴ et en considérant que la température de surface de l'anode est maintenue constante à $1000^\circ C$.

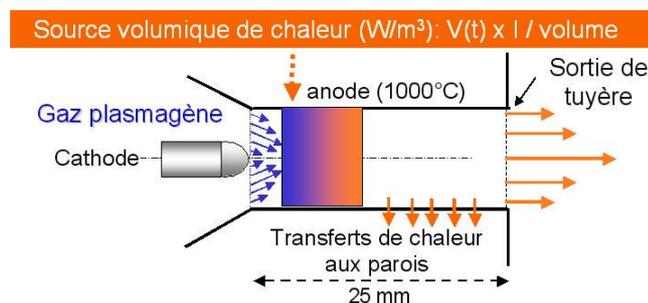


Figure 3.5 : Principe du modèle de source volumique de chaleur

Ce modèle simplifié de chauffage du gaz à l'intérieur de la tuyère ne tient pas compte du comportement dynamique complexe de l'arc dont le déplacement et l'accrochage sur la paroi de l'anode est erratique¹⁶².

L'avantage de ce modèle est de ne nécessiter que les valeurs de I et $V(t)$ comme données d'entrée et la valeur du rendement de la torche pour déterminer la « bonne » longueur

de cylindre à prendre en compte. Il ne nécessite pas de connaître les profils expérimentaux. Cependant, l'hypothèse d'une source volumique de chaleur uniforme en tout point du domaine conduit à une mauvaise représentation de la réalité et peut entraîner une surestimation de la température à proximité des parois donc une surestimation des flux aux parois. Par ailleurs, cette surestimation peut se répercuter sur la vitesse locale de l'écoulement par l'intermédiaire de la masse volumique qui varie avec la température.

La turbulence est imposée en entrée avec le même profil d'énergie turbulente que dans la première méthode, et la dissipation est calculée selon ¹⁶¹ :

$$\varepsilon(r) = C_\mu k(r)^2 / (10\nu) \quad (\text{éq. 3.29})$$

où ν est la viscosité cinématique du gaz et C_μ est égale à 0,09.

3.1.6.b. Parois

Aux parois de la torche, de l'injecteur et du substrat, la vitesse et sa dérivée normale sont nulles. Pour le champ dynamique, on peut imposer soit une condition d'adhérence soit un profil logarithmique reproduisant le frottement (loi de paroi), soit utiliser le modèle monodimensionnel de couche limite. Les grandeurs turbulentes sont déduites du type de modélisation adoptée pour la couche limite. Pour les scalaires, trois types de conditions sont alors possibles : valeur imposée, flux imposé (homogène ou non) ou encore, coefficient d'échange et valeur extérieure imposés. Dans le cadre de nos simulations, nous avons choisi d'imposer une condition de frottement sur les parois de la torche, de l'injecteur et du substrat et de fixer une valeur de l'enthalpie pour chacune d'elles. Les conditions choisies seront décrites en fin de paragraphe dans le tableau 3.3.

3.1.6.c. Frontière libre

Le reste des frontières du domaine est constitué par des entrées-sorties libres à travers lesquelles le fluide peut entrer ou sortir. Sur ces frontières, on peut imposer différentes conditions aux limites pour la pression, la turbulence et les scalaires.

Pour la turbulence et les scalaires (enthalpie du mélange, fractions massiques des constituants) deux conditions sont possibles : soit la condition de flux nul, soit la condition de dirichlet. Dans ce dernier cas, on impose la valeur de la grandeur (énergie ou dissipation turbulente par exemple) qui n'est prise en compte que si la vitesse du fluide est entrante par

rapport au domaine de calcul. Dans le cas où la vitesse est sortante, la condition de flux nul est de toute façon adoptée.

Pour la pression, 5 choix sont possibles : charge imposée, pression imposée, dérivée normale de la pression nulle, dérivée normale du gradient de pression tangentiel nulle et perte de charge imposée. Dans notre cas, nous avons choisi d'utiliser la condition de charge imposée pour la pression. La pression est alors calculée de la manière suivante :

- $P + 0.5 \rho (V^n)^2 = P_{\text{infini}}$ si la vitesse V^n est entrante
- $P = P_{\text{infini}}$ si la vitesse V^n est sortante

où V^n est la projection de la vitesse sur la normale à la section du domaine.

Les conditions aux limites que nous avons utilisées pour nos simulations sont résumées dans le tableau 3.3.

Tableau 3.3 : Conditions aux limites utilisées pour la modélisation du procédé de projection par plasma d'arc



Zones du domaine	Espèces	Vitesse	Enthalpie	Pression	k	ϵ
Entrée tuyère AB	$X_{Ar-H2}=1$ $X_{Air}=X_{Air}=0$	$v(r) = v_{max} \cdot (1 - (r/R_{torche})^2)$ q_m imposé	$\frac{V \& T}{PV} H_{Ar-H2} = H(r)$ $H_{Ar-H2}(300\text{ K})$	calculée	$k(v(r), I)$	$\epsilon(k(r))$
Entrée injecteur GH	$X_{Ar}=1$ $X_{Ar-H2}=X_{Air}=0$	$v(r) = v_{max} \cdot (1 - (r/R_{torche})^2)$	$H_{Ar}(300\text{ K})$	calculée	k_1	ϵ_1
Paroi interne torche AC BD	Flux nul	Frottement $v=0$	$H_{Ar-H2}(1000\text{ K})$	$\partial p / \partial n = 0$	0	$\partial \epsilon / \partial n = 0$
Paroi externe torche CE DF	Flux nul	Frottement $v=0$	$H_{mélange}(500\text{ K})$	$\partial p / \partial n = 0$	0	$\partial \epsilon / \partial n = 0$
Paroi substrat IJ	Flux nul	Frottement $v=0$	$H_{mélange}(673\text{ K})$	$\partial p / \partial n = 0$	0	$\partial \epsilon / \partial n = 0$
Entrée-sortie libre EG HI FJ	Dirichlet $X_{Air}=1$	calculée	Dirichlet $H_{Air}(300\text{ K})$	Charge imposée	Flux nul	Flux nul

3.2. Modélisation du traitement cinématique et thermique des particules

La modélisation du traitement de la poudre par le jet de plasma consiste à calculer l'évolution de la vitesse, de la température et de la taille des particules le long de leur trajectoire, pour un ensemble de particules caractérisé par une distribution de taille, de vitesse, de position et d'angle d'injection dans un écoulement stationnaire ou instationnaire. Ce modèle utilise une représentation lagrangienne.

3.2.1. Trajectoire des particules

3.2.1.a. Hypothèses

Les principales hypothèses du modèle sont les suivantes :

- les particules sont sphériques ;
- elles n'interagissent pas entre elles ;
- elles peuvent avoir des collisions avec les différentes parois du domaine de calcul ;
- elles n'ont pas d'action sur le jet (pour les conditions de projection utilisées dans notre étude cette hypothèse est valide tant que le débit de poudre est inférieur à 1 kg/h¹⁶³) ;
- les forces qui s'exercent sur les particules sont essentiellement la force de traînée F_D et la force de gravité F_g ;
- elles sont soumises à la dispersion turbulente.

3.2.1.b. Equations

La loi de la dynamique de Newton appliquée à une particule s'écrit alors :

$$m_p \frac{dV_p}{dt} = F_D + F_g \quad (\text{éq. 3.30})$$

soit :

$$m_p \frac{dv_p}{dt} = -C_D \pi \frac{d_p^2}{4} \rho_\infty \frac{|v_p - v_\infty| (v_p - v_\infty)}{2} + m_p g \quad (\text{éq. 3.31})$$

où m_p est la masse de la particule, v_p sa vitesse, d_p son diamètre, v_∞ la vitesse du gaz au-delà de la couche limite, C_D le coefficient de traînée, ρ_∞ la masse volumique du gaz au-delà de la couche limite et g la pesanteur, ou encore :

$$\frac{dv_p}{dt} = -\frac{3}{4} C_D \pi \frac{\rho_\infty}{\rho_p d_p} |v_p - v_\infty| (v_p - v_\infty) + g \quad (\text{éq. 3.32})$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule.

L'intégration de cette équation permet de déterminer la vitesse de la particule et sa trajectoire.

3.2.1.c. Calcul du coefficient de traînée C_D

Le coefficient de traînée C_D 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 vue par la particule :

$$C_D = \frac{F_D / \pi d_p^2}{\frac{1}{2} \rho |v_p - v_\infty|^2} \quad (\text{éq. 3.33})$$

C_D dépend du champ de vitesse de l'écoulement du fluide autour de la particule. Ce champ est caractérisé par le nombre de Reynolds relatif à la particule Re_p , défini par :

$$Re_p = \frac{\rho_\infty |v_p - v_\infty| d_p}{\mu_\infty} \quad (\text{éq. 3.34})$$

où μ_∞ est la viscosité du gaz au-delà de la couche limite.

Nous avons calculés C_D à partir des corrélations suivantes ²¹ :

$$C_{D_f} = C_{D_0} = \frac{24}{Re_p} \quad \text{pour } Re_p \leq 0,2 \quad (\text{éq. 3.35})$$

$$C_{D_f} = C_{D_0} \left(1 + \frac{3 Re_p}{16} \right) \quad \text{pour } 0,2 \leq Re_p \leq 2 \quad (\text{éq. 3.36})$$

$$C_{D_f} = C_{D_0} \left(1 + 0,11 Re_p^{0,810} \right) \quad \text{pour } 2 \leq Re_p \leq 20 \quad (\text{éq. 3.37})$$

$$C_{D_f} = C_{D_0} \left(1 + 0,189 \text{Re}_p^{0,632}\right) \quad \text{pour } 20 \leq \text{Re}_p \leq 200 \quad (\text{éq. 3.38})$$

Les propriétés du fluide sont évaluées à la température de film T_f définie par $T_f = \frac{1}{2}(T_\infty + T_p)$. Les corrélations de C_D évaluées à T_f sont corrigées pour tenir compte des gradients thermiques dans la couche limite thermique entourant la particule.

Dans notre étude, nous avons choisi le terme correctif de Lee, par souci de facilité dans la programmation de ce terme.

$$C_D = C_{D_f} \cdot \left(\frac{\rho_\infty \mu_\infty}{\rho_p \mu_p}\right)^{-0,45} \quad (\text{éq. 3.39})$$

De plus, le coefficient de traînée peut être affecté par l'évaporation de la particule ou l'effet Knudsen. Des termes correctifs sont alors appliqués. Ceux-ci seront explicités dans le paragraphe 3.2.2.d.

3.2.1.d. La dispersion turbulente

Les particules injectées dans un écoulement turbulent sont dispersées par des tourbillons du fluide qui sont animés d'un mouvement aléatoire. Ainsi des particules injectées avec des conditions d'injection identiques mais à des temps différents suivront des trajectoires différentes car elles rencontreront des champs de vitesse instantanée différents. Cet effet sera, bien sûr, d'autant plus marqué, que les particules sont légères (petites tailles, faible masse volumique). Pour modéliser un écoulement turbulent, on utilise des valeurs moyennes des propriétés du fluide et en particulier de sa vitesse. Pour simuler la dispersion des particules liée aux fluctuations turbulentes de l'écoulement, il est donc nécessaire de recréer les vitesses fluides instantanées vues par les particules le long de leur trajectoire. Dans le code ESTET, l'équation du mouvement des particules est alors réduite à :

$$\frac{d\mathbf{v}_p}{dt} = \frac{\mathbf{v}_\infty(x_p, t) - \mathbf{v}_p}{\tau_p} + \mathbf{g} \quad (\text{éq. 3.40})$$

où $\mathbf{v}_\infty(x_p, t)$ est la vitesse instantanée du fluide ; elle se décompose en la somme d'une vitesse moyenne et d'une vitesse fluctuante : $\mathbf{v}_\infty(x_p, t) = \overline{\mathbf{v}_\infty}(x_p, t) + \mathbf{v}'_\infty(x_p, t)$ et τ_p représente le temps caractéristique de la particule défini par :

$$\tau_p = \frac{\rho_p d_p^2}{18\mu_\infty} \quad (\text{éq. 3.41})$$

On considère à un instant $t=ndt$ une particule P et sa voisine fluide F. Du fait de la gravité et de l'inertie des particules, les trajectoires de la particule P et de la particule fluide F se séparent au cours du temps, et à $t'=(n+1)dt$, la particule voisine de P est une nouvelle particule F'. Le problème consiste à évaluer la valeur de la vitesse de cette dernière à $(n+1)dt$. Ce principe est illustré sur la figure 3.6.

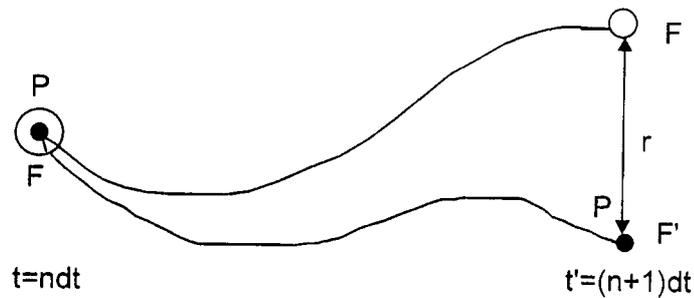


Figure 3.6 : Déplacement d'une particule solide P et de sa voisine fluide F entre t et t+dt

La dérivation de $v_{\infty}((n+1)dt)$ connaissant $v_{\infty}(ndt)$ se fait en deux étapes. On calcule d'abord la vitesse de la particule F à t' , puis celle de F' à t' à partir de celle de F. Ces deux étapes nécessitent la génération des variables aléatoires $v_{\infty,i}^n = v_{\infty}(x_p(i dt), i dt)$ au pas i . On peut montrer que la fonction d'autocorrélation de cette séquence est exponentielle, et qu'il suffit de connaître la valeur v_{∞}^n pour déterminer la valeur v_{∞}^{n+1} ^{164 165}. Une relation possible est :

$$v_{\infty}^{n+1} = a_L v_{\infty}^n + b_L e^n = \exp\left(\frac{-dt}{T_L}\right) v_{\infty}^n + (1 - a_L^2) e^n \quad (\text{éq. 3.42})$$

où T_L est l'échelle lagrangienne intégrale du temps du fluide, e^n une variable gaussienne aléatoire normée, indépendante des vitesses, a_L et b_L deux constantes ^{166 167}.

3.2.1.e. Modèles de collision avec les parois

ESTET ne permet pas de traiter les collisions entre particules mais permet en revanche de traiter deux types différents d'interactions entre les particules et les parois :

- Adhérence : si les parois présentent un revêtement « collant » ou si elles sont humides. Ce terme, donné par analogie avec les conditions pour la phase continue, ne signifie pas que les inclusions restent collées à la paroi, mais que leur vitesse s'annule lors du contact. Les particules peuvent donc être réentraînées par l'écoulement fluide ou glisser le long de la paroi, sous l'effet, par exemple, de la gravité.

4. Rebond : il peut être traité de deux façons

- par un modèle ponctuel traitant les inclusions comme des points qui utilise :
 - d'une part, le coefficient de restitution e_p qui relie les composantes normales de vitesse à la paroi avant et après le choc : $v_{n2} = -e_p v_{n1}$
 - d'autre part, l'égalité des angles incident et réfléchi $\alpha_r = \alpha_i$
- par un modèle de rebond complet qui considère les inclusions comme des sphères de diamètre non nul. Il prend en compte la rotation des inclusions, et le glissement ou non des particules sur la paroi.

Nous avons choisi pour notre étude de travailler avec le modèle ponctuel de rebond afin de limiter le temps de calcul.

3.2.2. Transferts de masse et de chaleur

3.2.2.a. Hypothèses

On considère que :

- les particules sont sphériques ;
- les interactions entre elles ne sont pas prises en compte ;
- les particules ont une température uniforme à tout instant. Lorsque le flux thermique reçu par une particule est trop élevé par rapport au flux qu'elle peut absorber, des gradients de température internes peuvent se développer. Ce phénomène peut être évalué à partir du nombre de Biot. Lorsque le nombre de Biot est supérieur à 0,1, le phénomène de propagation de la chaleur n'est plus négligeable. Le tableau 3.4 ci-dessous donne les valeurs du nombre de Biot pour un matériau réfractaire (alumine) et un matériau métallique (fer) immergés dans un plasma Ar-H₂ (25% en volume).

Tableau 3.4 : Nombre de Biot pour une particule d'alumine et de fer immergée dans un plasma Ar-H₂ à 5000 K

Matériau	T _p =300 K	T _p =1500 K	T _p =3000 K
	$\overline{\kappa_{\infty}} = 1,14W / m.K$	$\overline{\kappa_{\infty}} = 1,31W / m.K$	$\overline{\kappa_{\infty}} = 2,02W / m.K$
Al ₂ O ₃ $\kappa_p=6,3$ W/m.K	0,18	0,21	0,32
Fe $\kappa_p=35$ W/m.K	0,03	0,04	0,06

Si l'hypothèse d'une température uniforme dans la particule se justifie dans le cas du métal, elle est plus critiquable pour un matériau céramique. Aussi, des travaux sont-ils en cours au SPCTS avec le laboratoire de Mathématiques Appliquées de l'université Blaise Pascal de Clermont Ferrand pour développer un algorithme rapide qui permette de calculer la propagation de la chaleur à travers les particules sans trop alourdir le temps de calcul. Cet algorithme 1-D est basé sur la résolution enthalpique de l'équation de la chaleur ;

- les effets de l'évaporation sur le coefficient de traînée C_D et sur le coefficient de transfert thermique h sont pris en compte ;
- la couche limite entourant la particule est en équilibre chimique ;
- l'effet Knudsen n'est pas pris en compte. L'effet Knudsen est notable dès que le libre parcours moyen des molécules du gaz est de l'ordre du dixième du diamètre des particules. Le tableau 3.5 ci-dessous présente des valeurs du libre parcours moyen λ des molécules dans un plasma Ar-25% H₂ à différentes températures.

Tableau 3.5 : Libre parcours moyen des molécules dans un plasma Ar-25% H₂ à différentes températures, à la pression atmosphérique

T (K)	300	2000	4000	6000	8000	10000
λ (μm)	0,2	1,3	2,6	4	5,3	6,6

A la pression atmosphérique, cet effet peut se manifester dans les zones les plus chaudes du jet. Cependant, nous n'avons pas tenu compte de cet effet pour des raisons de simplicité.

3.2.2.b. Equations

En supposant que la température d'une particule est uniforme, son traitement thermique en vol peut être décrit selon le schéma suivant :

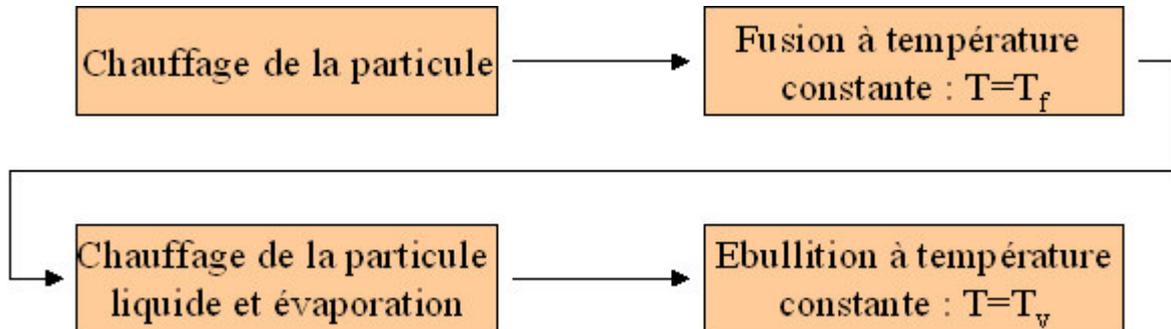


Figure 3.7 : Etapes du traitement thermique des particules en vol où T_f est la température de fusion et T_v la température d'ébullition

- première étape : chauffage de la particule solide

la température est calculée à partir du bilan thermique dans la couche limite entourant la particule suivant la relation

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = h \pi d_p^2 (T_\infty - T_p) - \varepsilon \sigma \pi d_p^2 (T_p^4 - T_a^4) \quad (\text{éq. 3.43})$$

où h est le coefficient de transfert de chaleur plasma-particule, ε l'émissivité de la particule, σ la constante de Stefan-Boltzmann et T_a la température ambiante (20°C).

Le premier terme représente le flux reçu par la particule par conducto-convection et le second les pertes radiatives.

- deuxième étape : fusion

Lorsque $T_p = T_f$, température de fusion, on considère que la chaleur reçue par la particule est entièrement convertie en chaleur latente de fusion ΔH_F . La fraction massique fondue X_p évolue selon l'équation

$$m_p \Delta H_F \frac{dX_p}{dt} = h \pi d_p^2 (T_\infty - T_p) - \varepsilon \sigma \pi d_p^2 (T_p^4 - T_a^4) \quad (\text{éq. 3.44})$$

où $0 \leq X_p \leq 1$. X_p est égale à 0 lorsque la particule est entièrement solide et à 1 lorsqu'elle est totalement fondue.

- troisième étape : chauffage de la particule liquide et évaporation

Le bilan thermique dans la particule et la couche limite s'écrit alors :

$$m_p C_p \frac{dT_p}{dt} = h \pi d_p^2 (T_\infty - T_p) - \varepsilon \sigma \pi d_p^2 (T_p^4 - T_a^4) - \pi d_p^2 N_{vap} \Delta H_{vap} \quad (\text{éq. 3.45})$$

où ΔH_{vap} est la chaleur latente d'évaporation du matériau et N_{vap} le flux molaire de vapeur à la surface de la particule. Celui-ci est évalué à partir de l'équation de Langmuir, qui prédit le flux maximal d'évaporation dans le vide¹⁰³ :

$$N_{vap}(\text{max}) = \frac{P_{vap}}{\sqrt{2\pi RMT}} \quad (\text{éq. 3.46})$$

où P_{vap} est la pression de vapeur saturante de la particule et s'exprime selon :

$$P_{vap} = P_{ref} \exp\left(-\frac{L_v M}{RT_{ref}} \left(\frac{T_{ref}}{T} - 1\right)\right) \quad (\text{éq. 3.47})$$

où L_v est la chaleur latente de vaporisation, M la masse molaire du matériau vaporisé, P_{ref} et T_{ref} sont des valeurs de référence correspondant à la courbe de Clausius-Clapeyron du matériau.

Le diamètre de la particule évolue alors selon la relation dont la démonstration est présentée en annexe :

$$\frac{d(d_p)}{dt} = -\frac{Sh \cdot D_{vap} \cdot \pi \cdot M \cdot d_p^2 \cdot P_{vap}}{3 m_p \cdot R \cdot T_p} \quad (\text{éq. 3.48})$$

où Sh est le nombre de Sherwood peut être déterminé pour une particule sphérique par la corrélation :

$$Sh = 2 + 0.6 Re^{\frac{1}{2}} Sc^{\frac{1}{3}} \quad (\text{éq. 3.49})$$

où Sc est le nombre de Schmidt :

$$Sc = \frac{\mu_F}{\rho_F D_{vap}} \quad (\text{éq. 3.50})$$

D_{vap} est la diffusivité de la vapeur dans le plasma. Elle peut être calculée par l'expression suivante¹⁰³ :

$$D_{vap} = \frac{0.001T^{1,75}}{P\left(V^{\frac{1}{3}} + V_{\infty}^{\frac{1}{3}}\right)^2} \left(\frac{1}{M} + \frac{1}{M_{\infty}}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{éq. 3.51})$$

où V et V_{∞} sont respectivement le volume molaire du matériau vaporisé et du gaz plasmagène et M_{∞} la masse molaire du gaz plasmagène.

- quatrième étape : ébullition

Lorsque $T_p = T_v$, température d'ébullition, on considère que la chaleur reçue par la particule est entièrement convertie en chaleur latente d'ébullition ΔH_{vap} .

L'évolution du diamètre de la particule s'écrit alors selon la relation :

$$\Delta H_v \frac{dm_p}{dt} = -\left[h\pi d_p^2(T_{\infty} - T_p) - \sigma\epsilon\pi d_p^2(T_p^4 - T_a^4)\right] \quad (\text{éq. 3.52})$$

3.2.2.c. Coefficient de transfert thermique h

Le coefficient de transfert thermique h est calculé à partir de l'équation de Ranz-Marshall ¹²³ :

$$Nu = 2 + 0.6Re_p^{\frac{1}{2}} Pr^{\frac{1}{3}} = \frac{hd_p}{\kappa_f} \quad (\text{éq. 3.53})$$

où Re_p est le nombre de Reynolds relatif à la particule $Re_p = \frac{\rho_f v_f d_p}{\mu_f}$ et Pr est le nombre de Prandtl $Pr = \frac{\mu_f C_{pf}}{k_f}$.

Dans notre modèle, cette corrélation a été modifiée par le coefficient de correction de Lee ¹²⁰ et devient :

$$Nu = \frac{hd_p}{\kappa_{\infty}} = (2 + 0,6 Re_f^{0,5} Pr_f^{0,33}) \left(\frac{\rho_{\infty}\mu_{\infty}}{\rho_p\mu_p}\right)^{0,6} \left(\frac{C_{p\infty}}{C_{pp}}\right)^{0,38} \quad (\text{éq. 3.54})$$

Dans cette équation, l'indice p représente les propriétés du gaz à la température T_p de surface de la particule, l'indice ∞ représente les propriétés du gaz à la température T_{∞} et f celles à la température de film T_f .

3.2.2.d. Effets de l'évaporation

Lorsqu'une particule s'évapore, un nuage de vapeur se forme autour de la particule et modifie les transferts de chaleur et de quantité de mouvement entre le plasma et la particule. Des études expérimentales ont en effet montré que ce nuage de vapeur se mélangeait peu avec le gaz plasma environnant, ce qui peut s'expliquer par un effet convectif très réduit dans la couche limite entourant la particule (le nombre de Reynolds relatif à la particule est, en général, inférieur à 10). Le mélange vapeur-écoulement s'effectue alors essentiellement par diffusion^{167 168}.

Les coefficients de traînée, C_D , et de transfert thermique, h , sont modifiés pour tenir compte de l'évaporation de la particule.

Le coefficient de traînée C_D est modifié selon l'expression ci-dessous :

$$C_{Dvap} = \frac{C_D}{1+B} \quad (\text{éq. 3.55})$$

où C_{Dvap} est le coefficient de traînée corrigé pour l'évaporation et B est le nombre de Spalding et s'écrit :

$$B = \int_{T_p}^{T_\infty} \frac{C_{p_{vap}} dT}{\Delta H_{vap}} \quad (\text{éq. 3.56})$$

avec $C_{p_{vap}}$ chaleur spécifique de la vapeur issue de la particule.

La courbe représentant $C_{p_{vap}}$ en fonction de la température pour les matériaux utilisés est tracée en annexe. Celle-ci a été déterminée à l'aide du logiciel T&Twiner¹⁶⁹.

De la même façon que pour le coefficient de traînée, la correction du coefficient de transfert thermique adimensionnel, Nu_{vap} , prend la forme suivante :

$$Nu_{vap} = \frac{Nu}{1+B} \quad (\text{éq. 3.57})$$

où B s'écrit :

$$B = \frac{c_s - c_g}{c - c_s} \quad (\text{éq. 3.58})$$

avec c concentration dans la particule, égale à 1, c_s concentration à la surface de la particule et c_g concentration de la vapeur dans le gaz plasmagène, proche de 0 dans notre cas car la concentration de vapeur dans l'écoulement plasma est supposée très faible ; c_s est déduit

de la relation :

$$c_s = \frac{P_{vap} M}{\rho_\infty RT} \quad (\text{éq. 3.59})$$

3.3. Modélisation du dépôt

Nous avons développé un modèle analytique pour déterminer la forme du dépôt sur un substrat fixe. Ce modèle utilise les résultats obtenus avec ESTET sur les paramètres des particules juste avant l'impact sur le substrat.

3.3.1. Hypothèses

Les hypothèses sont les suivantes :

- le substrat est maintenu à une température de 400°C, température supérieure à la température de transition pour des particules d'alumine, ce qui permet de considérer que la forme des lamelles sera circulaire ;
- les particules fondues forment un disque parfait à l'impact sur le substrat, sans éclaboussure ou rebond ;
- les lamelles formées ne présentent pas de rebord surélevé comme on peut l'observer expérimentalement ;
- le substrat est lisse ;
- les particules à l'impact encore solides ou partiellement fondues ne participent pas à la construction du dépôt.

3.3.2. Equations

Nous utilisons la relation proposée par Madejski⁵³ pour déterminer le diamètre de la lamelle après impact :

$$\xi = D_{\text{lamelle}}/d_p = 1.29 \text{ Re}^{0.2} \quad (\text{éq. 3.60})$$

En supposant que la lamelle a la forme d'un disque, l'épaisseur peut être calculée par la relation :

$$e = 2.d_p^3/(3.D_{\text{lamelle}}^2). \quad (\text{éq. 3.61})$$

La figure 3.8 montre de façon schématique l'impact de la particule et la formation de la lamelle.

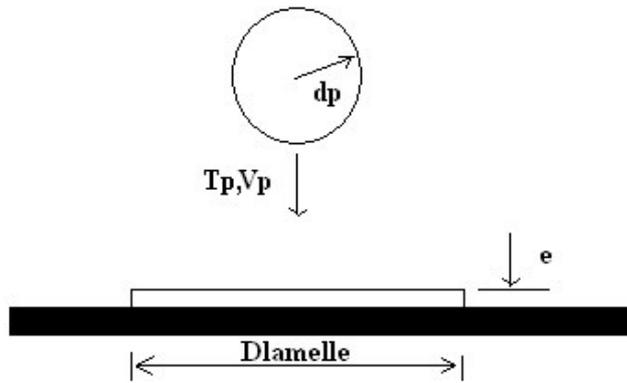


Figure 3.8 : Schéma de l'impact d'une particule fondue et de la formation d'une lamelle

3.3.3. Construction du dépôt

Dans un premier temps, les caractéristiques de chaque particule telles que sa vitesse, son diamètre, sa température, ses coordonnées à l'impact sont calculées à l'aide du logiciel ESTET. Ces données sont ensuite utilisées pour calculer l'épaisseur et le diamètre des lamelles à partir des équations décrites dans le paragraphe précédent. Pour estimer la forme du dépôt, le substrat est discrétisé en cellules de $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$. Sur le substrat, les cellules complètement remplies par la lamelle sont incrémentées de l'épaisseur correspondante e . Ce principe est schématisé sur la figure 3.9 qui représente une lamelle circulaire sur le substrat sous forme de grille.

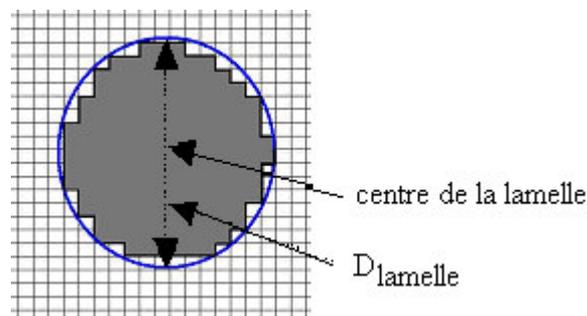


Figure 3.9 : Schéma d'une lamelle sur le substrat

Le profil 3-D du dépôt est obtenu par addition des épaisseurs dans chaque cellule du substrat, comme le montre la figure 3.10.

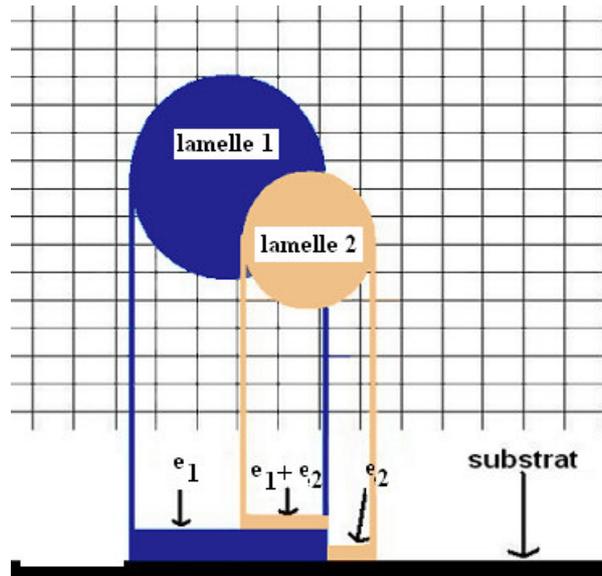


Figure 3.10 : Formation du dépôt par superposition des épaisseurs de lamelles ⁹⁶

Cette méthode entraîne des erreurs lors de la prise en compte de la surface des lamelles car les cellules partiellement occupées ne sont pas prises en compte. L'erreur peut être évaluée par la relation suivante :

$$Erreur = \frac{\frac{\pi}{4} D_{lamelle}^2 - surface\ calculée}{\frac{\pi}{4} D_{lamelle}^2} \quad (\text{éq. 3.62})$$

où la surface calculée correspond au produit du nombre de cellules remplies pour une lamelle par la surface d'une cellule.

Le tableau 3.6 résume les erreurs estimées par différentes tailles de cellules de discrétisation du substrat. Les particules considérées ont toutes pour centre le point de coordonnées (0 ; 0) dans la grille et la même température égale à 3300 K. Seul le diamètre et la vitesse à l'impact sont différentes.

Tableau 3.6 : Erreur maximale suivant la taille de cellule pour une particule d'alumine à $T_p=3300\text{ K}$

Taille des cellules sur le substrat ($\mu\text{m} \times \mu\text{m}$)	15 μm $v_p=350\text{ m/s}$	30 μm $v_p=250\text{ m/s}$	45 μm $v_p=150\text{ m/s}$
8 x 8	+ 4 %	+ 4 %	+ 0,5 %
10 x 10	+ 4 %	-1 %	+ 0,5 %
12 x 12	- 2%	+ 1 %	- 1 %
15 x 15	-13 %	- 2 %	- 0,1 %

L'erreur estimée porte sur la surface de la lamelle. Le signe + signifie que la surface calculée est supérieure à la surface réelle de la lamelle calculée à partir de la relation :

$$S_{\text{lamelle}} = \frac{\pi}{4} D_{\text{lamelle}}^2 \quad (\text{éq. 3.63})$$

Le signe – signifie que la surface calculée est sous-estimée par rapport à la valeur réelle. On peut donc remarquer pour une grande taille de maille (12 ou 15 μm) la surface de la lamelle est sous-estimée, alors que pour de plus petites tailles (8 ou 10), celle-ci est sur-estimée. De plus l'erreur est similaire dans le cas d'une maille de 8 μm ou de 10 μm . Aussi, avons-nous choisi une taille de 10 μm afin de minimiser le temps de calcul tout en minimisant les erreurs liées à la méthode de calcul.

3.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté le modèle développé pour étudier numériquement le procédé de projection par plasma d'arc. Le domaine de calcul comprend une partie de la tuyère, un injecteur de poudre, le gaz environnant dans lequel s'écoule le jet de plasma et le substrat, perpendiculaire à l'axe du jet, sur lequel les particules impactent pour construire le revêtement. Le modèle suppose que l'écoulement est tri-dimensionnel, instationnaire ou stationnaire selon les cas étudiés, et quasi-incompressible. Il suppose également que le fluide est newtonien, que le plasma est optiquement mince et que l'ETL prévaut dans tout le domaine de calcul.

La poudre est injectée dans l'écoulement par un seul injecteur externe perpendiculaire à l'axe de la torche. Elle est supposée constituée d'un ensemble de particules sphériques et de conductivité thermique infinie.

Le revêtement est construit numériquement par l'accumulation des lamelles formées par l'impact des particules sur la cible. Ces lamelles sont supposées avoir la forme d'un disque dont le diamètre est déduit des paramètres des particules à l'impact grâce à la corrélation proposée par Madejski.

Le chapitre suivant présente les principaux résultats que nous avons obtenus avec ce modèle. Il a d'abord été appliqué à un procédé de projection d'alumine avec des conditions opératoires utilisées dans l'industrie. Puis il a été appliqué à un ensemble de 2 torches à plasma d'arc utilisé pour l'étude de la tenue d'un matériau composite à base carbone lorsqu'il est soumis à la projection de gouttes d'alumine.

Chapitre 4

Résultats et discussion

Ce chapitre présente les résultats issus du modèle tridimensionnel de projection par plasma d'arc présenté dans le chapitre précédent.

Après avoir brièvement présenté les dispositifs expérimentaux qui ont été utilisés dans les travaux de la littérature qui nous ont servi pour valider les résultats des calculs, nous présentons le cas qui constitue la référence pour les calculs de sensibilité. Ensuite, nous étudions l'influence des paramètres liés au modèle (maillage, conditions aux limites, modèle de turbulence) et des conditions opératoires du procédé (diamètre de tuyère, composition du gaz plasmagène, fluctuations du pied d'arc) sur l'écoulement. Puis nous nous intéressons au traitement des poudres dans l'écoulement. Enfin, nous terminons par le modèle de la construction du dépôt.

4.1. Dispositifs expérimentaux

4.1.1 Mesure des paramètres de l'écoulement

Dans le cœur du jet de plasma, en sortie de tuyère, la température du gaz est déterminée par spectroscopie d'émission à l'aide d'une méthode de mesure de l'intensité absolue d'une raie d'argon. La vitesse dans le jet de plasma est quant à elle déduite des fluctuations de l'intensité lumineuse résultant de l'instabilité de l'arc¹⁷⁰. Cette méthode, très proche d'une méthode de temps de vol, consiste à déterminer l'écart de temps entre deux signaux lumineux mesurés en deux points différents du jet^{12 171}. Les erreurs relatives de ces deux méthodes sont estimées respectivement à 5 et 15.

Plus loin dans le jet, la vitesse, la température et la composition du plasma sont déterminées avec une sonde d'enthalpie reliée à un spectromètre de masse^{6 172}. L'erreur sur les mesures de la température est estimée à 10% en prenant en compte les erreurs liées à l'estimation des propriétés du gaz et à la mesure d'enthalpie. L'erreur sur les mesures de la vitesse dépend principalement de la précision sur l'estimation de la densité du mélange et a été calculée à 11%, tandis que celle sur les mesures de concentration du gaz dépend principalement de la procédure de calibration de la méthode de mesure. Elle est estimée à 5%

¹⁷².

4.1.2 Mesure des paramètres des particules en vol

Les vitesses et températures des particules en vol sont déterminées au laboratoire SPCTS, respectivement par vélocimétrie laser et pyrométrie bi-chromatique résolue en temps²⁰, dont les précisions sont d'environ 15 %.

Nous avons aussi utilisé des résultats expérimentaux sur les vitesses et températures de particules obtenus à l'aide de 2 systèmes de mesure commerciaux : le SprayWatchTM 173 174 175¹⁷⁶ et le DPV-2000^{177 8} qui sont basés sur l'analyse du rayonnement thermique des particules. La température de chaque particule est déterminée par pyrométrie à 2 couleurs, la vitesse par une mesure de type temps de vol. Un traitement statistique des données permet de calculer les valeurs moyennes et écarts type de distributions de vitesse et de température des particules. Les 2 systèmes permettent également de déterminer l'enveloppe du jet de particules et leur trajectoire moyenne. Les constructeurs estiment la précision des mesures à 2 % pour la vitesse et à 5 à 7 % pour la température respectivement pour le SprayWatch et le DPV-2000. Ces 2 valeurs nous paraissent sous-estimées au vu de l'expérience du laboratoire dans ce domaine et nous retiendrons une valeur de 15 % pour la mesure de la précision de la température des particules.

4.2. Cas de référence

Nous avons choisi de simuler un cas de référence consistant en un jet de plasma constitué d'argon et d'hydrogène dont les débits sont respectivement de 45 NI/min et de 15 NI/min, issu d'une torche de 7 mm de diamètre, fonctionnant à 600 A. Ces conditions sont celles utilisées au laboratoire pour la projection de poudres céramiques, et pour lesquelles différents travaux ont été menés pour caractériser l'écoulement plasma et le traitement des particules.

Le maillage cartésien du domaine de calcul est présenté figure 4.1. Ce domaine est parallélépipédique avec une base carrée de 42 mm de coté (soit 6 fois le diamètre de la tuyère) pour une longueur de 105 mm suivant y. Il comporte 45, 54 et 45 plans dans les directions x, y et z respectivement, soit un nombre total de nœuds égal à 109350. Un gaz porteur de poudre est injecté par l'intermédiaire d'un injecteur de 1,8 mm de diamètre situé 4 mm en aval de la sortie de torche et 8,5 mm sous l'axe de la torche.

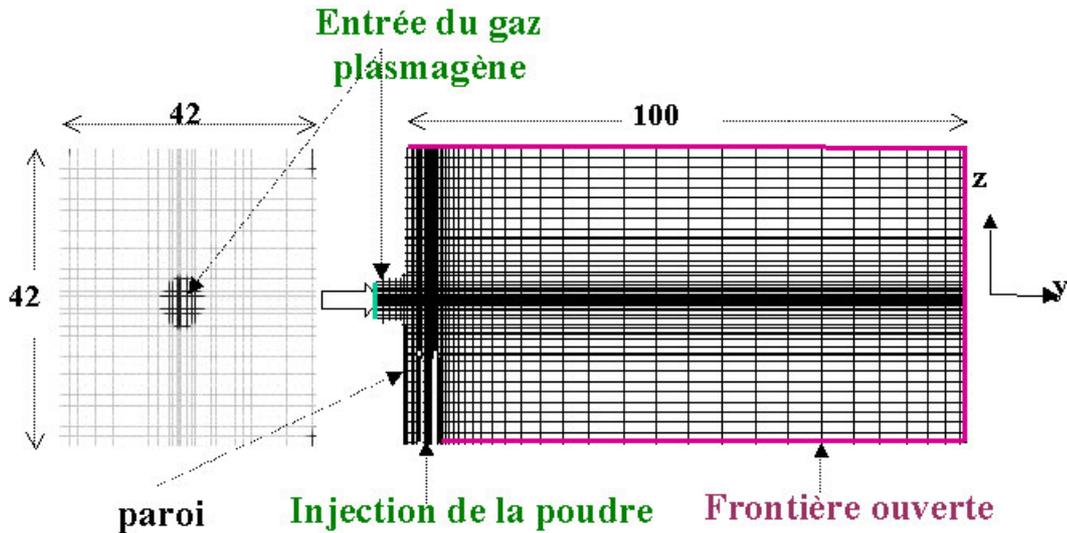


Figure 4.1 : Maillage du domaine de calcul du cas de référence

Les conditions opératoires utilisées sont résumées dans le tableau suivant :

Tableau 4.1 : Conditions opératoires

GAZ PLASMAGENE	
Diamètre de tuyère	7 mm
Débit massique de gaz	$1.25 \cdot 10^{-3} \text{ kg s}^{-1}$
Intensité du courant	600 A
Tension d'arc	65 V
Puissance effective	21450 W
Rendement thermique	55%
Environnement	Air à la pression atmosphérique
GAZ PORTEUR	
Position de l'injecteur	Vertical, 4 mm après la sortie et 8.5 mm sous l'axe de la torche
Diamètre de l'injecteur	1,8 mm
Nature et débit	Ar, 6 slm

Aux entrées du domaine (sortie de tuyère et d'injecteur), on fixe les valeurs des variables du calcul : vitesse, température, fraction massique de gaz plasmagène, ainsi que des grandeurs caractéristiques de la turbulence, de l'énergie cinétique de turbulence k et sa dissipation ϵ . On utilise les conditions aux limites de tuyère (imposition d'un profil de vitesse et de température en sortie de tuyère) V&T décrites au paragraphe 3.1.6.

Les conditions aux limites du reste du domaine sont celles présentées dans le tableau 3.3. Le modèle de turbulence choisi est le modèle k - ϵ bas Reynolds.

Les figures 4.2, 4.3 et 4.4 représentent respectivement les champs de température, de vitesse et de fraction massique d'air dans le plan axial contenant l'injecteur. Le cœur du jet de plasma ou dard plasma, où l'air n'a pas encore pénétré, s'étend sur 15 mm en aval de la sortie de tuyère. La décroissance des différentes grandeurs s'effectue ensuite très rapidement dès que survient la transition à la turbulence qui se traduit par une augmentation de la diffusion de chaleur, de quantité de mouvement et des espèces. Le gaz plasma se mélange à l'air ambiant sous l'effet de la diffusion des espèces et la fraction massique de l'air atteint 80 % à l'extrémité du domaine. Les vitesses qui sont initialement de 1600 m/s et 12700 °C en sortie de tuyère diminuent fortement du fait du mélange avec l'air ambiant froid et très dense pour atteindre respectivement 200 m/s et 2500 °C en extrémité du jet. Une modélisation en régime laminaire conduit en revanche à une surestimation totale des vitesses et températures en aval du jet et à une sous-estimation du mélange des gaz qui n'est alors lié qu'à la diffusion moléculaire des espèces. Les gradients de vitesse et de température sont très élevés dans le cœur du jet et en bordure du jet.

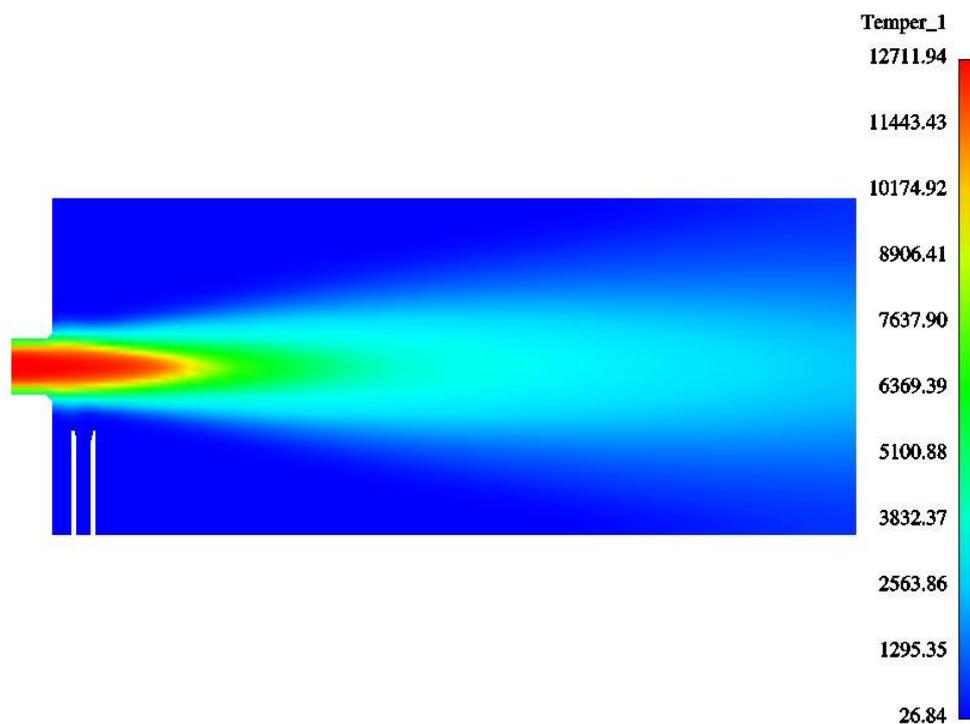


Figure 4.2 : Champs de température dans le plan axial contenant l'injecteur, gradient maximum de température suivant y : $6 \cdot 10^6$ °C/m sur la périphérie du jet en sortie de tuyère

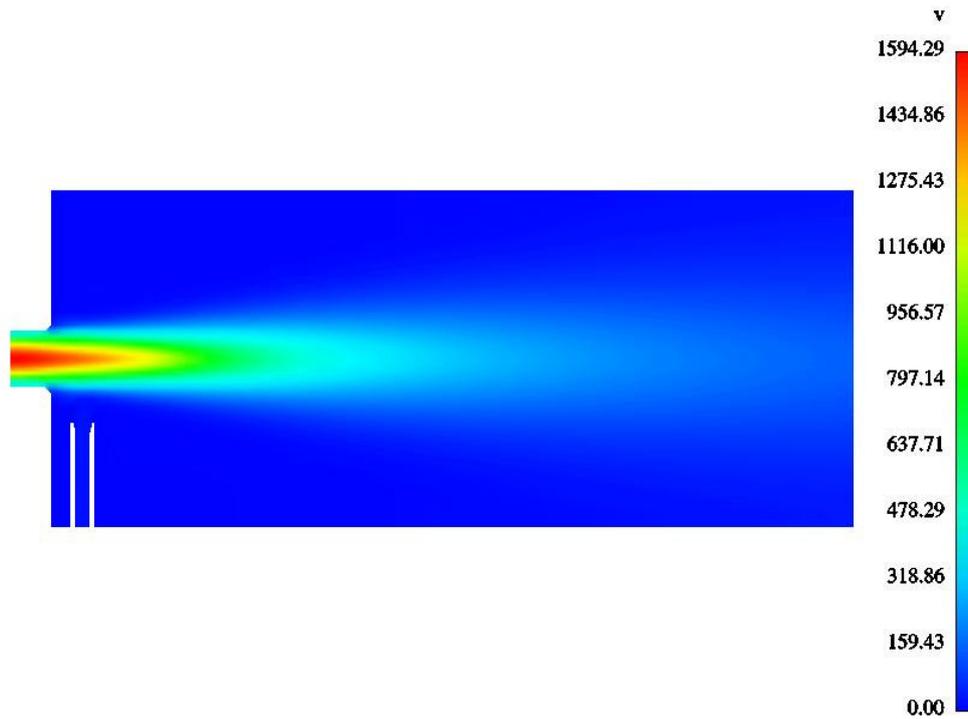


Figure 4.3 : Champs de vitesse dan le plan axial contenant l'injecteur, gradient maximum de la composante axiale de la vitesse suivant y : $8,5 \cdot 10^5$ m/s/m

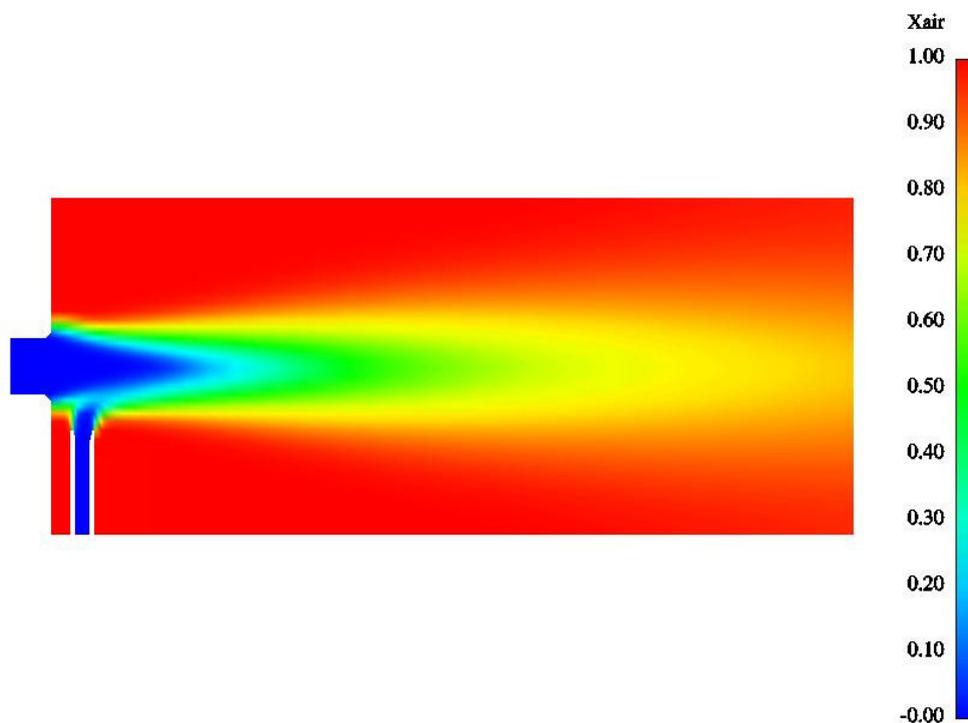


Figure 4.4 : Champs de fraction massique d'air dans le plan axial contenant l'injecteur

4.3. Influence des paramètres du modèle

4.3.1 Influence de la taille du maillage.

Le but de cette étude est de déterminer les dimensions minimum du domaine de calcul et le maillage de densité optimum conduisant à des résultats précis tout en limitant les temps de calcul. Nous avons utilisé trois maillages différents pour cette étude :

- le maillage « normal » pour lequel la dimension transversale à l'axe de la torche représente 6 fois le diamètre de tuyère. Ce maillage nous sert pour réaliser le calcul de référence ;
- un maillage dit « grand » pour lequel la dimension transversale du domaine est augmentée puisqu'il contient la tuyère entière, soit 10 fois son diamètre ;
- et un maillage dit « fin » qui a la même dimension que le maillage « normal » mais dont le nombre de plans dans les trois directions a été significativement augmenté.

La figure 4.5 montre les maillages « grand » et « fin ». Le tableau 4.2 donne les dimensions et le nombre de plans de ces maillages ainsi que les temps CPU associés à chaque maillage, les calculs ayant été effectués avec une station de travail HP 9000 J282 Workstation.

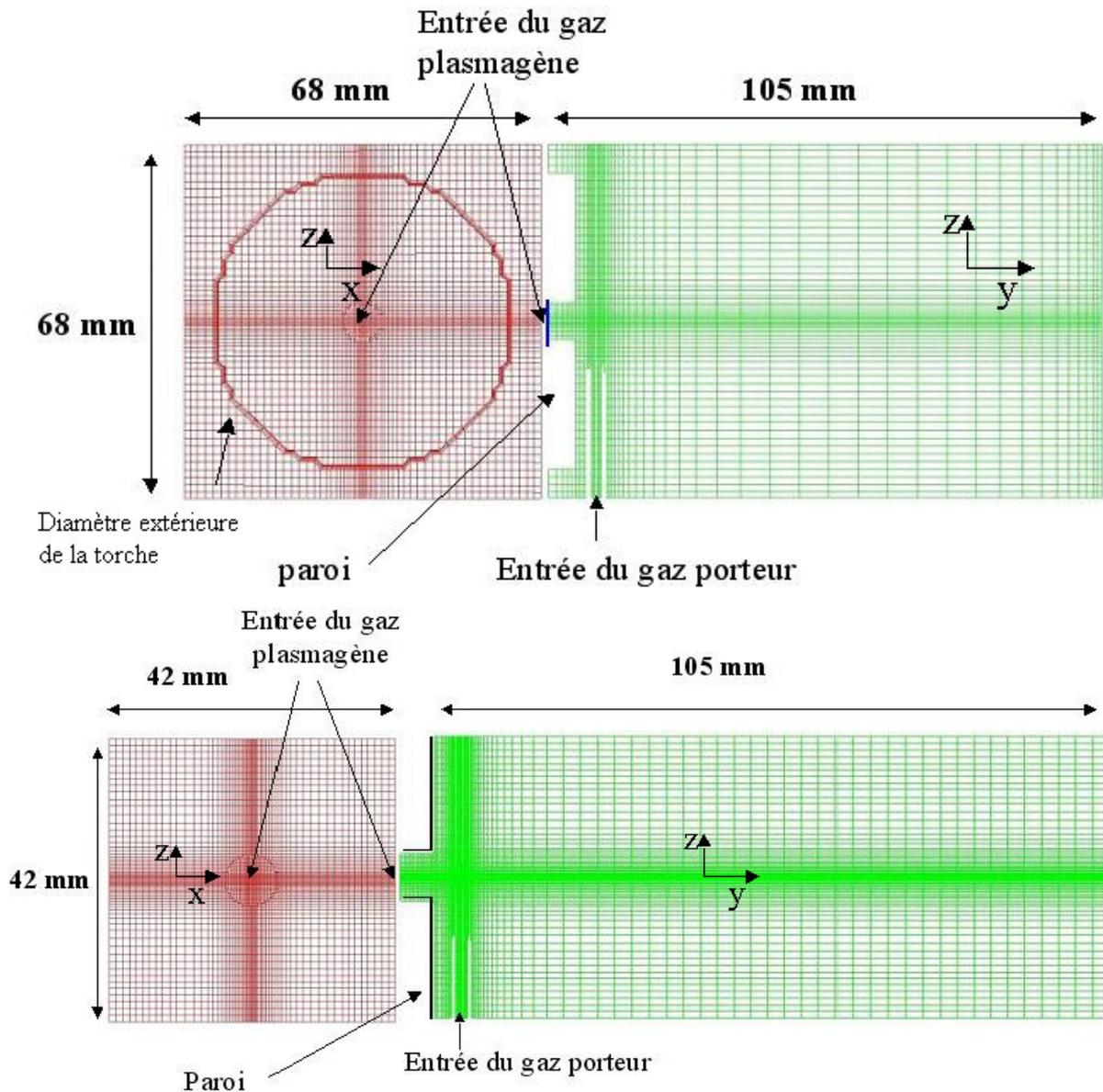


Figure 4.5 : Vues de maillages « grand » et « fin » en coupe transversale par rapport à l'axe de la tuyère (à gauche) et en coupe longitudinale suivant l'axe de l'injecteur (à droite) ; y est l'axe de la torche, z l'axe de l'injecteur

Tableau 4.2 : Dimensions et nombre de plans des maillages étudiés (la direction y correspond à l'axe de la torche)

	Dimension du domaine, mm ³	Nombre de plans du maillage	Temps CPU, heures
Maillage « normal »	42*105*42	45*54*45	24
Maillage « grand »	68*105*68	63*54*63	62
Maillage « fin »	42*105*42	71*88*71	106

Les conditions de projection sont celles qui ont été définies pour le cas de référence (plasma Ar-H₂ 45/15 NI/min) dans le tableau 4.1. Le modèle de turbulence adopté est le modèle k-ε bas Reynolds et les conditions aux limites sont celles qui ont été définies au paragraphe 3.1.6 (conditions aux limites imposées de vitesse et température en entrée de domaine).

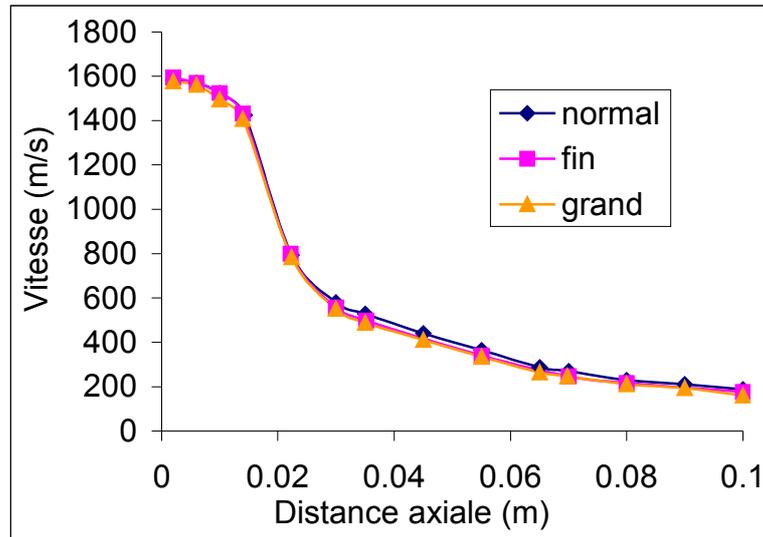


Figure 4.6 : Evolution de la vitesse de l'écoulement suivant l'axe de la torche en fonction de la densité du maillage et de la dimension du domaine de calcul

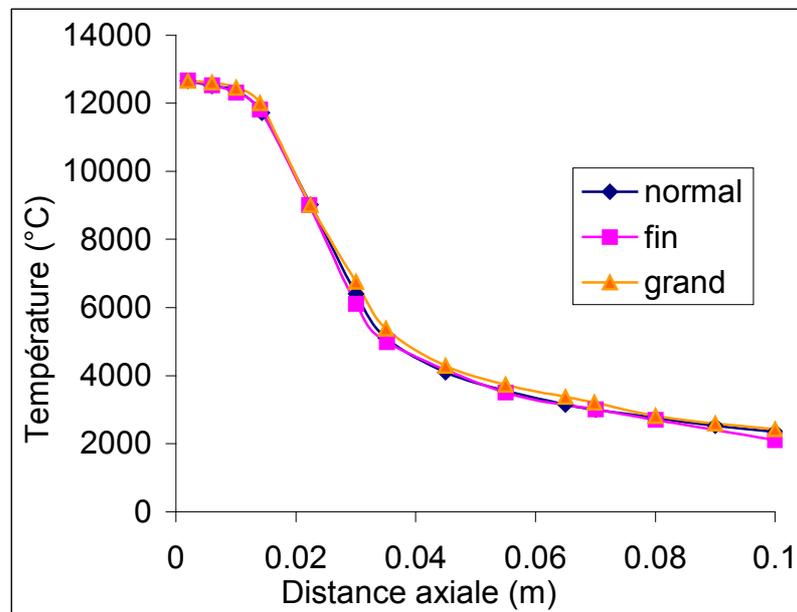


Figure 4.7 : Evolution de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche en fonction de la densité du maillage et de la dimension du domaine de calcul

Les figures 4.6 et 4.7 représentent, respectivement, l'évolution de la vitesse et de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche. L'origine correspond à la sortie de tuyère. Les 3 calculs montrent que, pour le modèle de turbulence adopté, les résultats sont très peu dépendants de la taille du domaine de calcul et du raffinement du maillage : la transition à la turbulence débute à environ 1,5 cm en aval de la sortie de tuyère pour ces 3 calculs. Les profils radiaux de vitesse et de température à 2 mm en aval de la sortie de tuyère ne présentent pas de différences notables lorsque le nombre de mailles varie, comme le montrent les figures 4.8 et 4.9 réalisées avec le maillage « normal » et le maillage « fin ». On constate cependant que le profil de température de l'écoulement est légèrement plus pointu dans le cas du maillage « fin » que dans celui du maillage « normal » mais les profils plus en aval montrent que cette différence s'estompe rapidement.

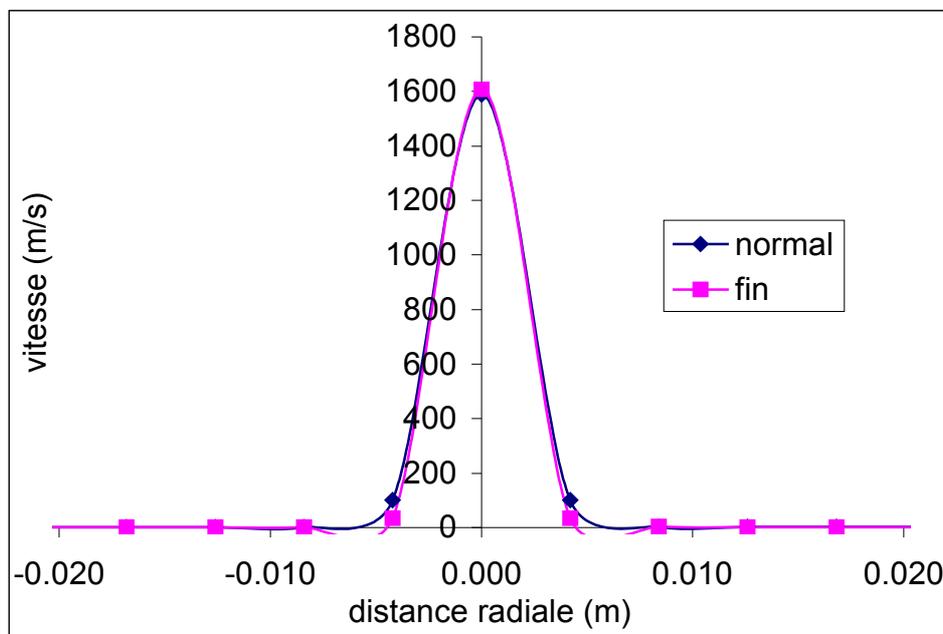


Figure 4.8 : Profil radial de vitesse de l'écoulement dans le plan situé à 2 mm en aval de la sortie du tuyère pour 2 densités de maillage (maillage « normal » et maillage « fin »)

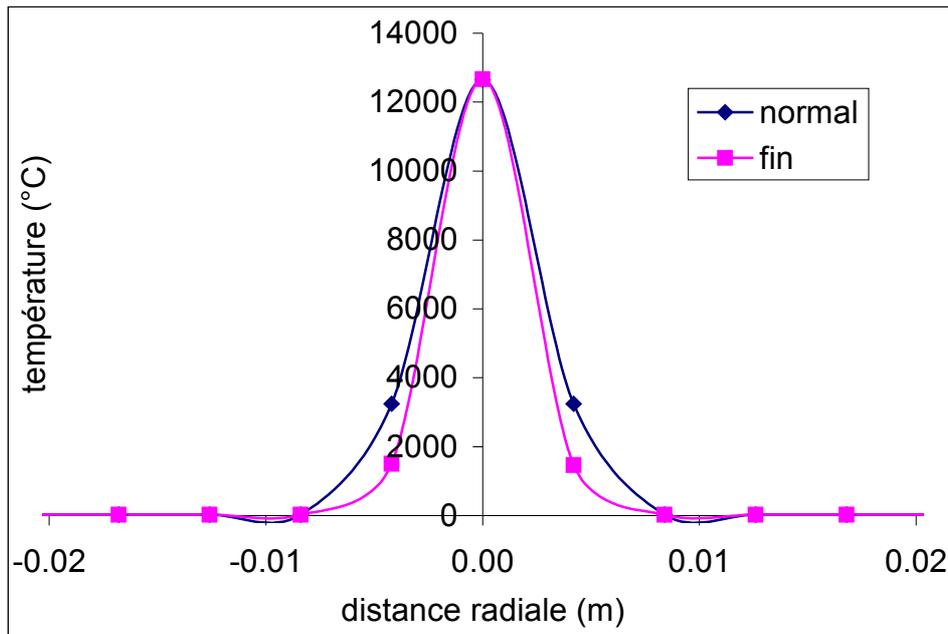


Figure 4.9 : Profil radial de température de l'écoulement dans le plan situé à 2 mm en aval de la sortie du tuyère pour 2 densités de maillage (maillage « normal » et maillage « fin »)

Les figures 4.10 et 4.11 qui correspondent à ces mêmes profils à 35 mm en aval de la tuyère confirment l'observation antérieure. Plus en aval, à 80mm de la sortie de tuyère, les profils de vitesse (figure 4.12) sont strictement superposables sauf à la limite avec le domaine de calcul normal où la différence de vitesse est de l'ordre de 10 m/s. La différence entre les profils de température (figure 4.13) n'excède pas 100°C. Même si ces différences sont importantes compte tenu des valeurs de la vitesse (environ 20 m/s) et de la température (environ 200 °C) du gaz, elles concernent la périphérie du jet où peu de particules sont traitées.

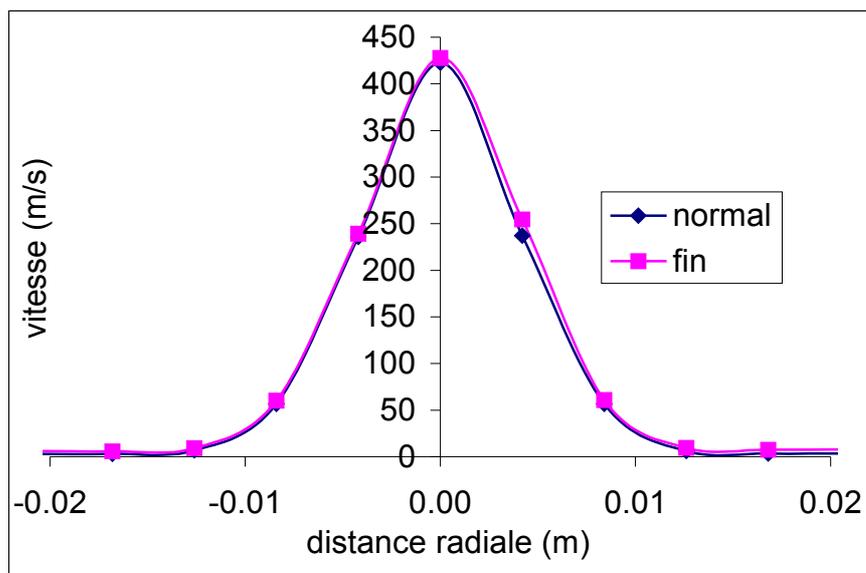


Figure 4.10 : Profil radial de vitesse de l'écoulement dans le plan situé à 35 mm en aval de la sortie de tuyère pour 2 densités de maillage (maillage « normal » et maillage « fin »)

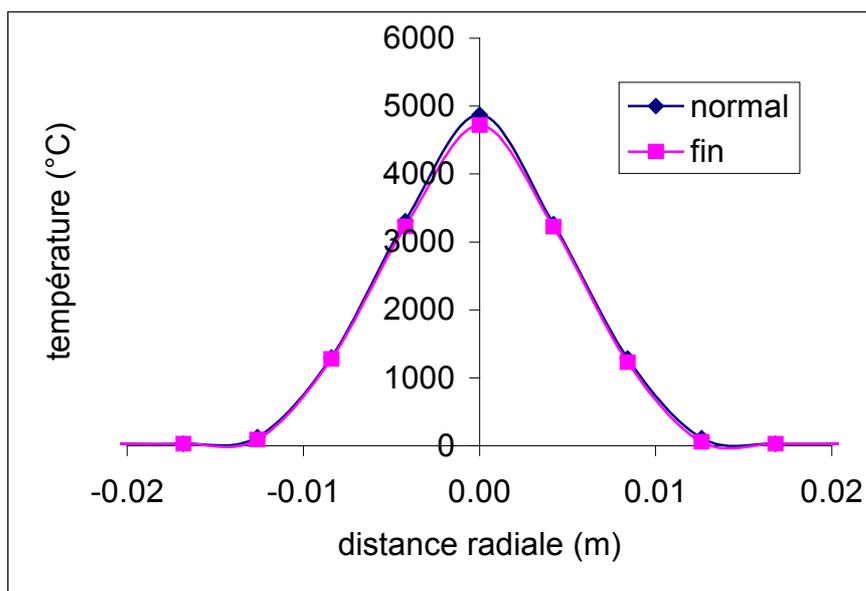


Figure 4.11 : Profil radial de température dans le plan 35 mm en aval de la sortie de tuyère pour 2 densités de maillage (maillage « normal » et maillage « fin »)

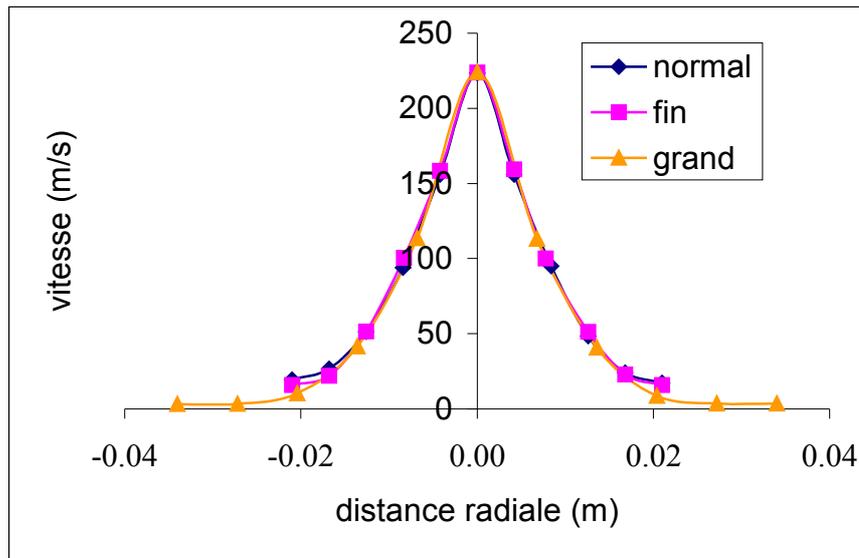


Figure 4.12 : Profil radial de vitesse de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour 2 densités de maillage et 2 tailles du domaine de calcul

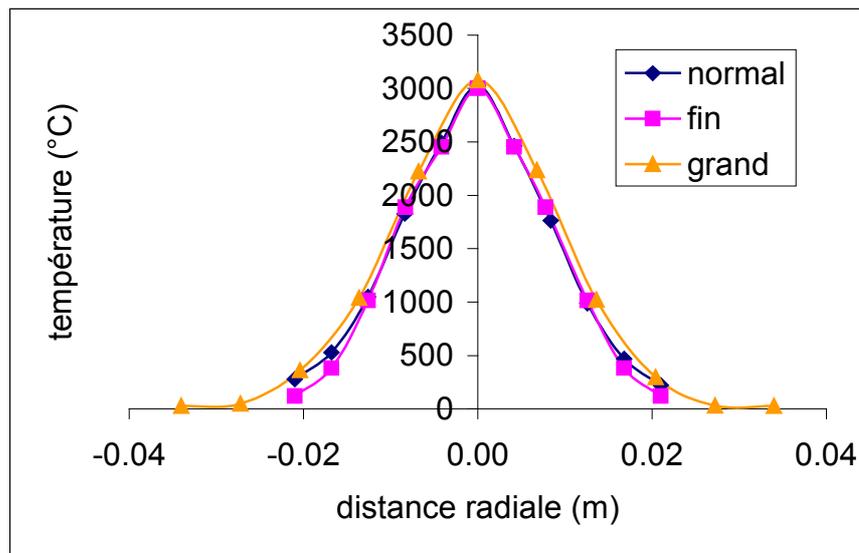


Figure 4.13 : Profil radial de température de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour 2 densités du maillage et 2 tailles du domaine de calcul

Compte tenu des faibles différences observées entre les résultats des calculs menés pour les différentes dimensions du domaine de calcul et raffinement du maillage, on peut conclure que le domaine « normal » de dimensions $42 \times 105 \times 42 \text{ mm}^3$ et comprenant $45 \times 54 \times 45$ mailles est suffisant et qu'il est inutile d'augmenter le temps CPU en utilisant un maillage

plus grand ou plus dense, tout au moins lorsque l'on utilise le modèle de turbulence k- ϵ bas Reynolds.

4.3.2. Influence du modèle de turbulence

Cette étude a consisté à étudier l'influence du modèle de turbulence sur les champs de l'écoulement et à comparer ces champs avec les résultats expérimentaux obtenus au laboratoire. Les calculs ont été réalisés avec les deux modèles moyennés décrits au chapitre précédent : un modèle k- ϵ bas Reynolds et un modèle de transport des tensions de Reynolds R_{ij} - ϵ . Ces deux modèles ont été utilisés avec les mêmes conditions aux limites (V&T) et la même taille de domaine ($42 \times 105 \times 42 \text{ mm}^3$ suivant x, y et z, y étant l'axe de la torche). Les calculs avec le modèle R_{ij} - ϵ ont aussi été réalisés avec deux raffinements de maillages différents puisque ce modèle est réputé sensible à la densité du maillage. Les calculs dits « k-eps » et « Rij » ont été effectués avec un nombre de maille égal à $45 \times 54 \times 45$ (suivant x, y et z) tandis que le calcul « Rij fin » a été réalisé avec un nombre de maille égal à $71 \times 88 \times 71$.

Les évolutions de la vitesse et de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche sont représentées sur les figures 4.14 et 4.15. De façon générale, les différences observées entre ces profils sont faibles : de l'ordre de 100 m/s pour la vitesse et de 500 °C pour la température. Ces différences sont essentiellement dues à la transition à la turbulence qui s'opère plus en aval et de façon plus brutale dans le cas du modèle k- ϵ que pour les modèles R_{ij} - ϵ comme le montrent les figures 4.16 et 4.17 qui représentent l'évolution de l'intensité turbulente et de la viscosité cinématique turbulente (ν_t) sur l'axe de la torche.

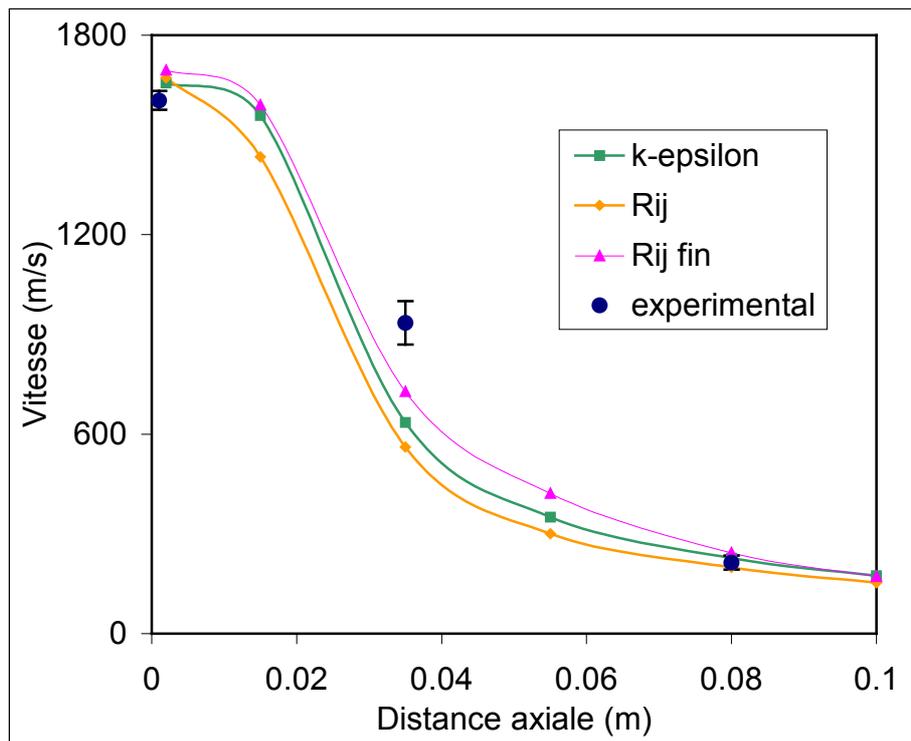


Figure 4.14 : Evolution de la vitesse de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents modèles de turbulence

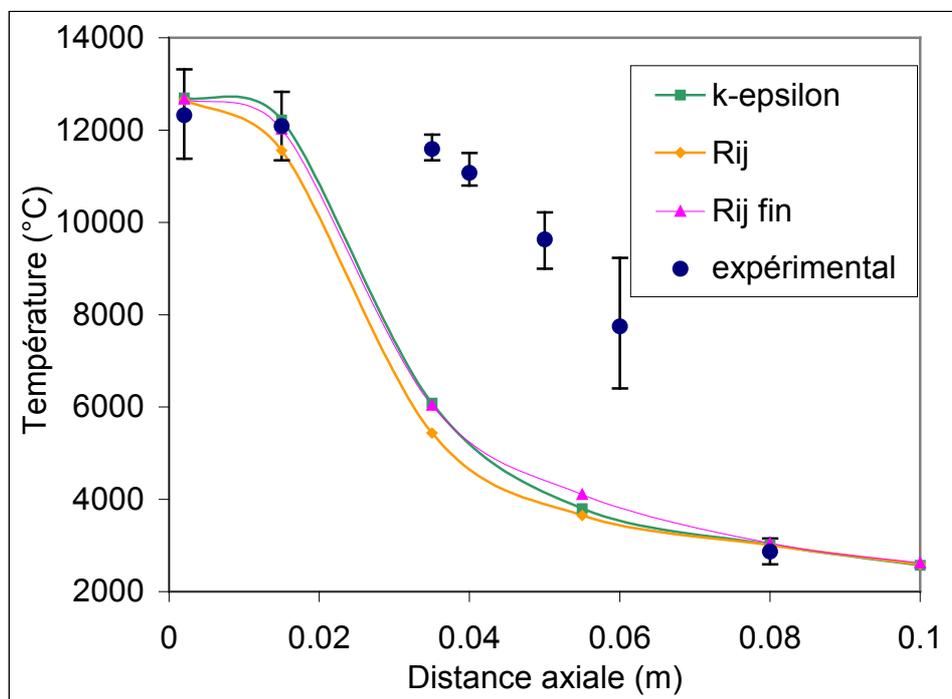


Figure 4.15 : Evolution de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents modèles de turbulence

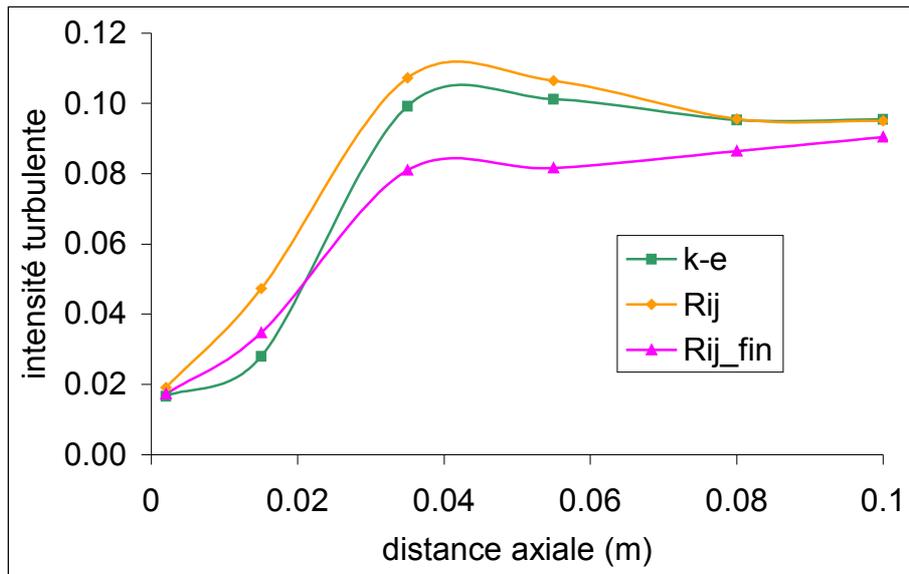


Figure 4.16 : Evolution de l'intensité turbulente de l'écoulement suivant l'axe de la torche

pour différents modèles de turbulence avec $I = \frac{\sqrt{2k}}{v}$, avec $k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i} = \frac{1}{2} R_{ij}$

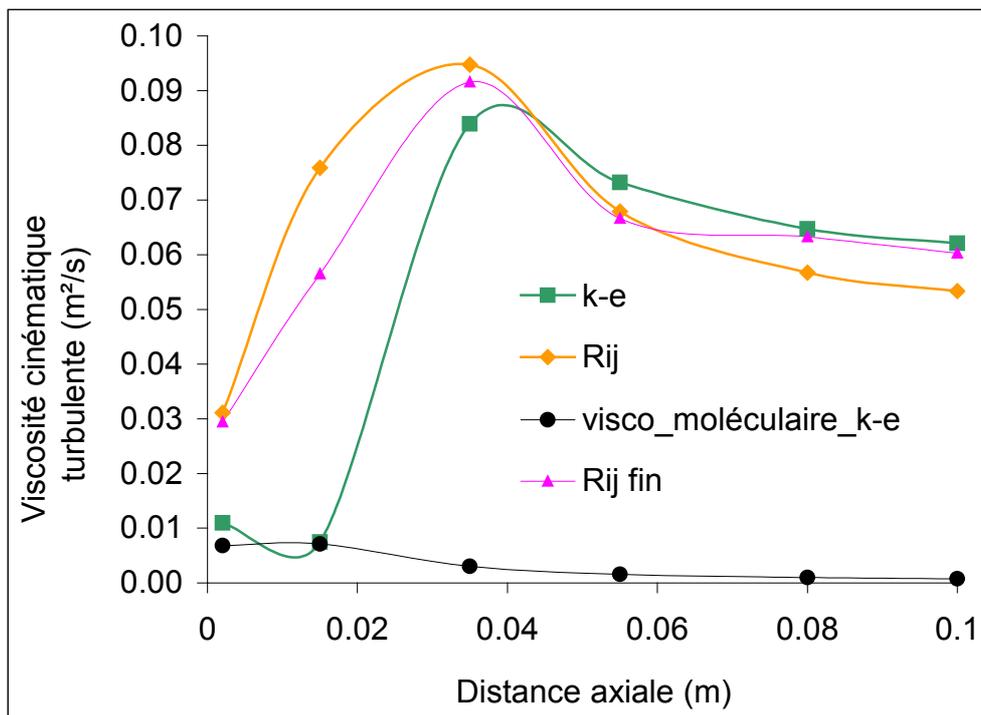


Figure 4.17 : Evolution de la viscosité cinématique turbulente de l'écoulement suivant l'axe

de la torche pour différents modèles de turbulence avec $\nu_t = 0,09 \frac{k^2}{\varepsilon}$

Les forces de cisaillement de l'écoulement sont mieux représentées par le modèle R_{ij} - ϵ que par le modèle k - ϵ et ceci d'autant plus que le maillage est fin. Les résultats simulés correspondant au R_{ij} « fin » sont plus proches des résultats expérimentaux, mais au prix d'un temps de calcul nettement supérieur (100 h CPU au lieu de 24 h pour le modèle k - ϵ). Même si les évolutions des grandeurs simulées sont largement différentes lors de la transition à la turbulence, en aval, les vitesses et températures ainsi que les grandeurs turbulentes sont quasiment identiques. L'intensité turbulente est alors de 10%. La viscosité cinématique turbulente est de l'ordre de la viscosité moléculaire en entrée de domaine puis elle augmente de façon importante pour devenir nettement supérieure à la viscosité moléculaire calculée dans le cas du modèle k - ϵ et nommée « visco_moléculaire_ke » sur la figure 4.17. Ceci montre que les effets liés à diffusion turbulente sont prépondérants dans une grande partie du jet par rapport à ceux de la diffusion moléculaire et accroissent les phénomènes de diffusion de chaleur, de quantité de mouvement et d'espèces. Ceci montre également qu'une modélisation précise de la diffusion moléculaire des différentes espèces n'est pas forcément utile puisqu'elle serait masquée par la diffusion turbulente. De plus, pour les 3 cas simulés, l'observation des champs de vecteur vitesse de l'écoulement (non présentés) ne montrent pas de différences en terme de structures turbulentes de grande échelle.

En revanche, les vitesses et températures obtenues par le calcul présentent des différences importantes avec les mesures du fait d'une transition à la turbulence trop précoce et ceci même si les résultats présentés par la suite montre que le mélange entre le gaz ambiant et le jet de plasma est sous-estimé par le modèle.

Les profils radiaux de température, vitesse et fraction volumique d'azote de l'écoulement calculés et mesurés par sonde enthalpique dans le plan situé à 80 mm de la sortie de tuyère sont représentés respectivement sur les figures 4.18, 4.19 et 4.20. La fraction massique d'azote est représentative du mélange entre le gaz plasma et l'air ambiant. Les profils de vitesses calculés montrent les mêmes différences que celles constatées sur les profils axiaux en fonction des différents modèles de turbulence et maillage utilisés. Cependant, ces différences sont faibles (de l'ordre de 50 m/s) et ces profils calculés sont en bon accord avec les résultats expérimentaux. Les profils de température sont nettement moins sensibles aux conditions de simulation étudiées. En revanche, ils sont plus plats que le profil expérimental. Cette différence est probablement due à la sous-estimation du mélange du jet

plasma avec l'air ambiant comme le montre la figure 4.20. La différence est de l'ordre de 400 °C à 5 mm de l'axe de la torche.

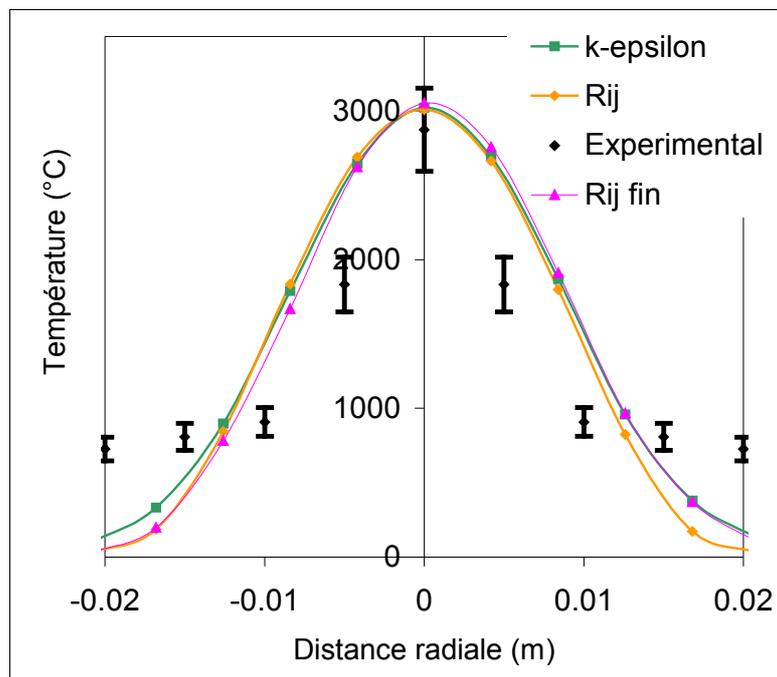


Figure 4.18 : Profil radial de température de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour différents modèles de turbulence

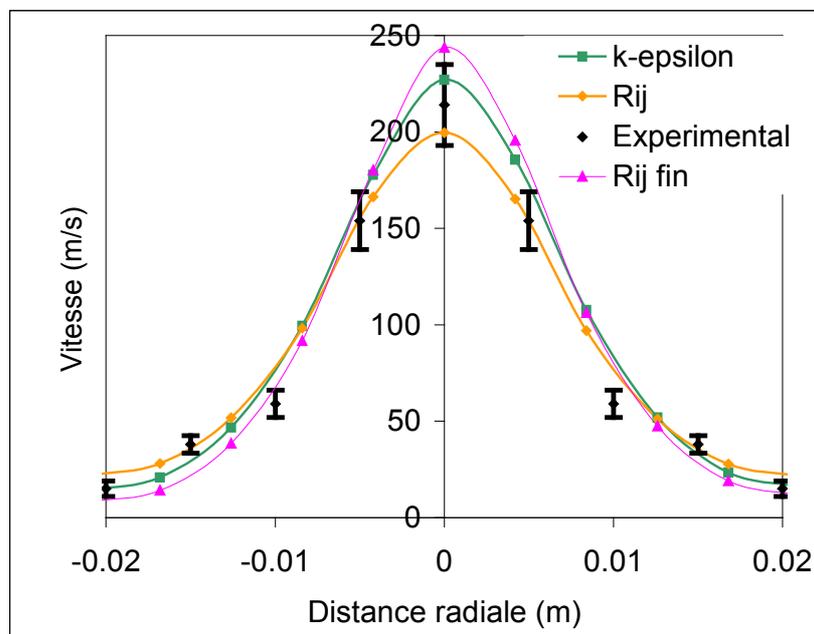


Figure 4.19 : Profil radial de vitesse de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour différents modèles de turbulence

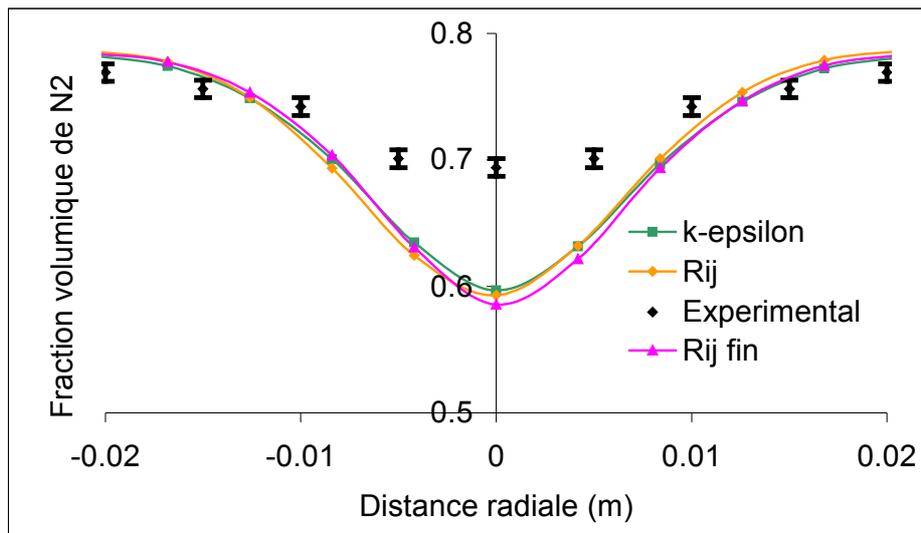


Figure 4.20 : Profil radial de fraction volumique d'azote de l'écoulement dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour différents modèles de turbulence

En conclusion, on peut dire que le modèle de turbulence de type R_{ij} - ϵ donne des résultats légèrement plus proches des résultats expérimentaux que le modèle k - ϵ s'il est utilisé avec un maillage fin mais que l'amélioration n'est pas suffisamment significative pour qu'il soit utile de l'utiliser systématiquement compte tenu des temps de calcul qu'il requiert. De façon générale, la transition à la turbulence apparaît un peu rapidement comme le montrent les figures 4.14 et 4.15, ce qui conduit à une décélération et un refroidissement trop rapide du jet. Un réglage du niveau des paramètres d'entrée de la turbulence (k et ϵ ou R_{ij} et ϵ) ou des constantes du modèle dans le cas k - ϵ permettrait probablement de retarder cette transition. Néanmoins, on constate que même si le refroidissement du jet est trop rapide, à 80 mm le mélange du jet de plasma avec l'air ambiant prédit par le modèle n'est pas suffisant. Ceci montre que ces modèles de turbulence moyennés ne sont probablement pas aptes à représenter correctement les grosses structures turbulentes dont l'apparition doit être renforcée par les fluctuations du jet.

Un calcul supplémentaire qui a été réalisé en régime instationnaire avec un modèle R_{ij} - ϵ , un maillage fin ($81 \times 54 \times 81$ suivant x , y et z) et un domaine de calcul plus important ($69 \times 125 \times 69 \text{ mm}^3$) n'a pas présenté de différence au niveau de la structure de l'écoulement avec celles obtenues par les calculs précédents. Ce résultat n'est pas présenté ici car il a été mené dans des conditions opératoires différentes.

Un modèle non moyenné de type simulation des grandes échelles (LES) permettrait probablement de modéliser ces grosses structures turbulentes. Cependant, l'utilisation de ce type de modèle est délicate aussi nous n'avons pas exploré cette piste.

4.3.3. Influence des conditions aux limites en entrée du domaine

Nous avons vu au chapitre 3 qu'il y a deux méthodes pour imposer les conditions aux limites de vitesse et de température en entrée du domaine. La première méthode (V&T) a été utilisée dans le cas de référence. La seconde méthode (PV) est basée sur une zone de puissance thermique volumique localisée dans la tuyère. Pour cette dernière, le maillage de base est modifié en rallongeant de 20 mm l'intérieur de la tuyère. Le maillage ainsi que les conditions aux limites s'y rapportant sont présentés sur la figure 4.21, C1 correspondant aux entrées, C2 aux parois et C3 aux frontières libres.

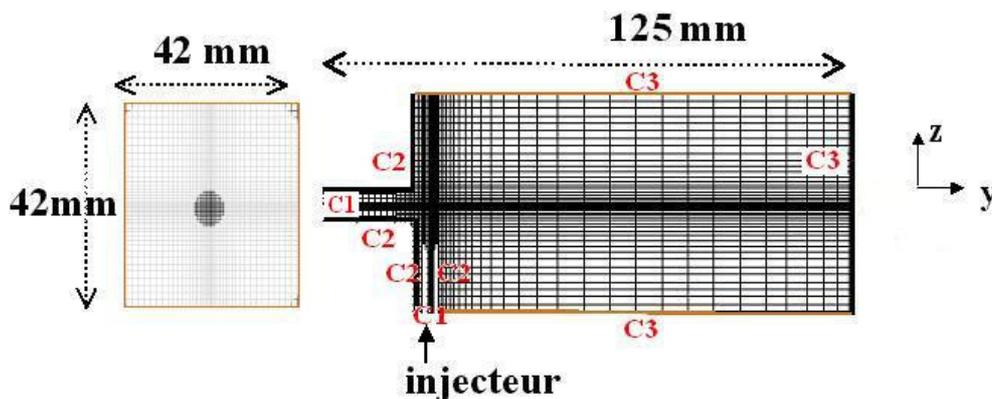


Figure 4.21 : Maillage cartésien du domaine de calcul et conditions aux limites pour la méthode PV

Les conditions opératoires sont identiques à celles utilisées pour le cas de référence (voir tableau 4.1). Dans le cas du modèle PV, le diamètre de la zone de puissance thermique est le même que celui de la tuyère, en revanche sa longueur doit être adaptée de façon à ce que le rendement thermique de la torche prédite par le modèle corresponde à celle de la torche réelle. Lorsqu'on diminue cette longueur, la température de l'écoulement augmente puisque la puissance par unité de volume augmente et que la surface d'échange à l'anode augmente, ce qui conduit à une diminution du rendement thermique. Dans notre cas, nous avons adopté une longueur de la zone de puissance de 6,1 mm qui conduit au rendement thermique expérimental de 56%. La puissance imposée est donnée par le produit $V \times I$ divisé par le volume de la zone de puissance où V et I sont donnés dans le tableau 4.1.

Le modèle de turbulence adopté est un modèle k- ϵ RNG dans la mesure où les champs de l'écoulement qu'il donne sont plus proches des valeurs expérimentales et ceci même s'il n'est en général pas adapté à la simulation de l'écoulement de jet rond dans une ambiance au repos.

Les figures 4.22 et 4.23 montrent les profils de vitesse et de température de l'écoulement dans un plan situé à 2 mm en aval de la sortie de tuyère calculés par les deux méthodes d'implantation des conditions d'entrée et celui mesuré expérimentalement selon des méthodes décrites au paragraphe 4.1.1.

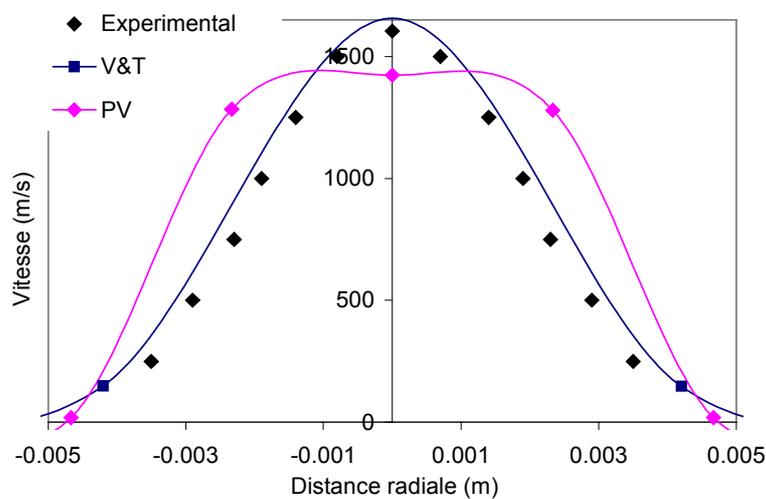


Figure 4.22 : Profil radial de vitesse de l'écoulement calculé et mesuré dans le plan situé à 2 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T

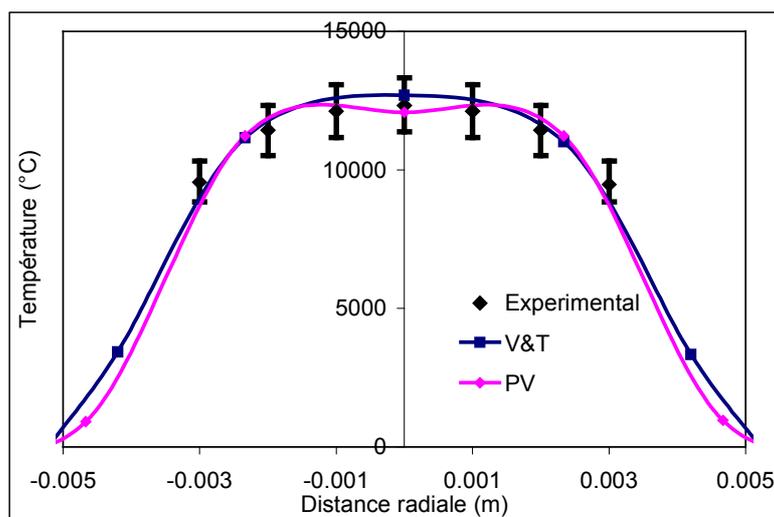


Figure 4.23 : Profil radial de température de l'écoulement calculé et mesuré dans le plan situé à 2 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T

Le profil de vitesse de l'écoulement obtenu pour le modèle V&T est évidemment en bon accord avec l'expérience puisque c'est à partir de ce résultat mesuré que le profil en entrée est imposé alors que celui qui est obtenu par la méthode PV se révèle plus « plat ». Cela peut s'expliquer par le fait que la puissance thermique est uniforme sur toute la section de la tuyère et que cette distribution ne rend pas compte de la géométrie réelle de l'arc. La distance parcourue par le fluide dans la tuyère étant assez faible, celui-ci n'a pas l'espace nécessaire pour prendre sa forme définitive.

Les valeurs de la température du gaz obtenues par les deux méthodes sont en bon accord avec les mesures expérimentales.

Les figures 4.24, 4.25 et 4.26 montrent respectivement les profils axiaux de vitesse, de température et de fraction massique de l'air sur l'axe de la torche. Pour le modèle PV, la vitesse et la température augmentent brutalement dans la tuyère du fait de l'apport d'énergie. En sortie de tuyère, la vitesse du gaz est inférieure d'environ 100 m/s à la valeur expérimentale mais cette différence s'estompe dès que la transition de l'écoulement à la turbulence se produit.

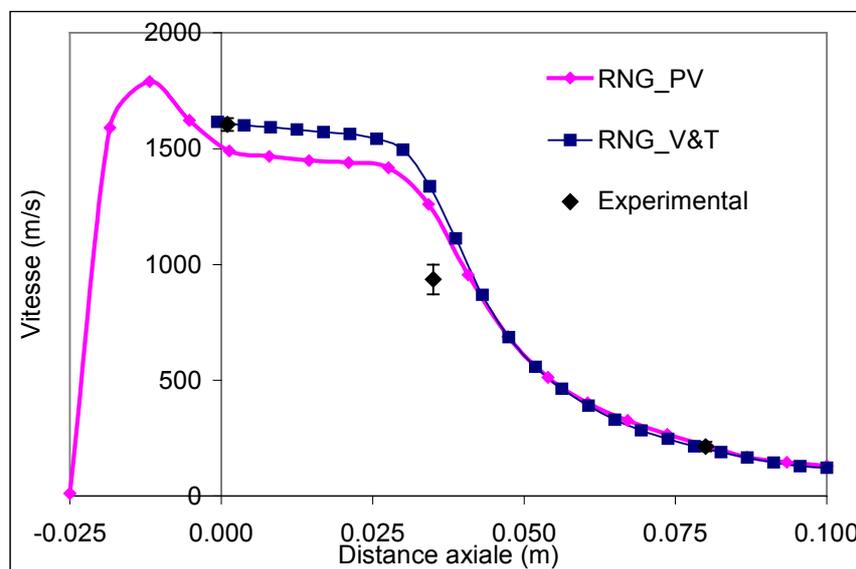


Figure 4.24 : Evolution de la vitesse de l'écoulement calculée et mesurée sur l'axe de la torche pour les conditions aux limites PV et V&T

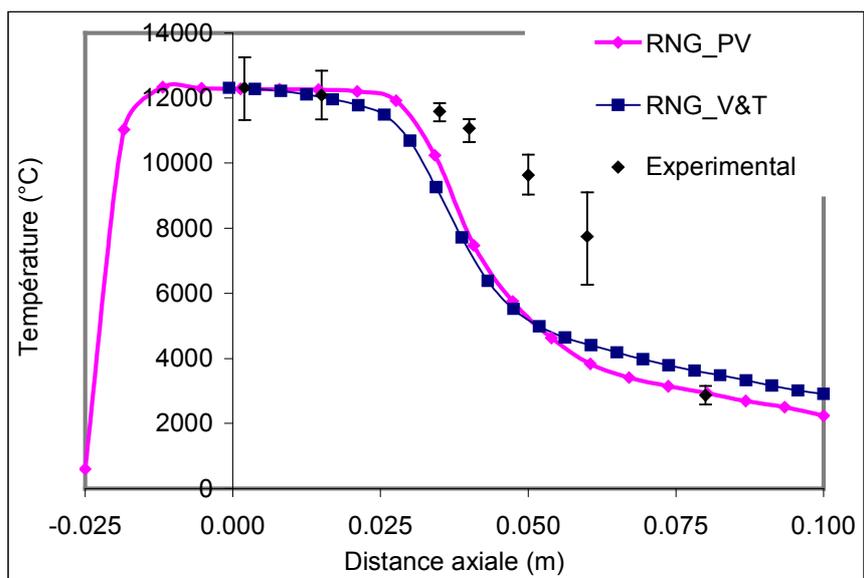


Figure 4.25 : Evolution de la température de l'écoulement calculée et mesurée sur l'axe de la torche pour les conditions aux limites PV et V&T

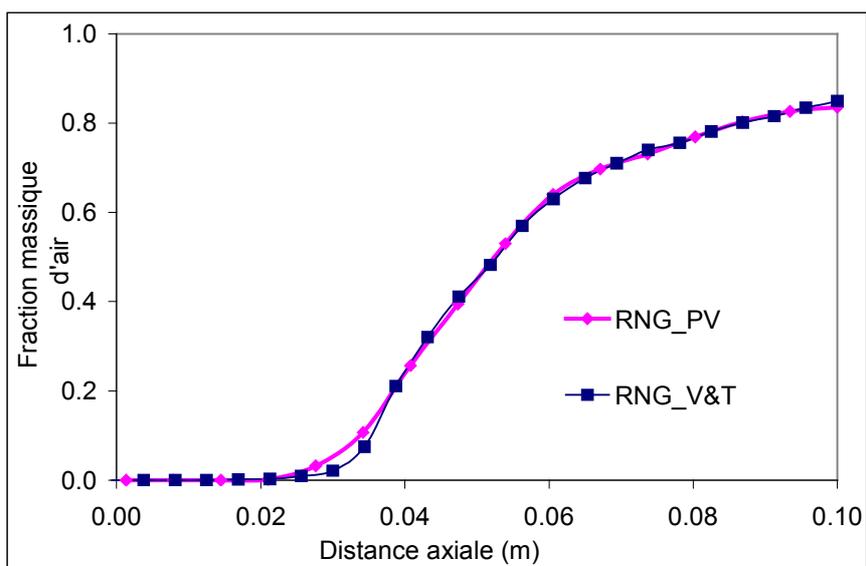


Figure 4.26 : Evolution de la fraction massique d'air calculée sur l'axe de la torche pour les conditions aux limites PV et V&T

Les valeurs de température obtenues par les 2 modèles sont presque identiques, sauf en aval où la température obtenue par le modèle V&T est supérieure au modèle PV d'environ 600 °C. Ceci est probablement lié à l'évolution des grandeurs turbulentes qui correspondent à des conditions aux limites d'énergie et de dissipation différentes dans les deux cas. L'évolution de la fraction massique d'air est, en revanche, tout à fait similaire.

On constate également que le modèle de turbulence de type k- ϵ RNG, même s'il n'est a priori pas adapté à la modélisation des jets libres permet une transition à la turbulence plus tardive et ainsi d'obtenir des champs de vitesse et de température plus proches des champs expérimentaux que les modèles k- ϵ bas Reynolds et R_{ij} - ϵ utilisés au paragraphe précédent.

Les figures 4.27, 4.28 et 4.29 montrent respectivement les profils radiaux de vitesse, de température et de fraction volumique d'azote de l'écoulement dans le plan situé à 35 mm de la sortie de la tuyère et les figures 4.30, 4.31 et 4.32 ces mêmes courbes à une position de 80 mm. D'une façon générale, les profils de vitesse et de fraction volumique d'azote (représentative du mélange de l'air avec l'écoulement plasma) sont tout à fait similaires pour les deux modèles même si les allures des profils de vitesse en sortie de tuyère (figure 4.24) sont différentes. Comme le montre la figure 4.32, l'entraînement de l'air ambiant par le jet de plasma est toujours sous-estimé par les modèles.

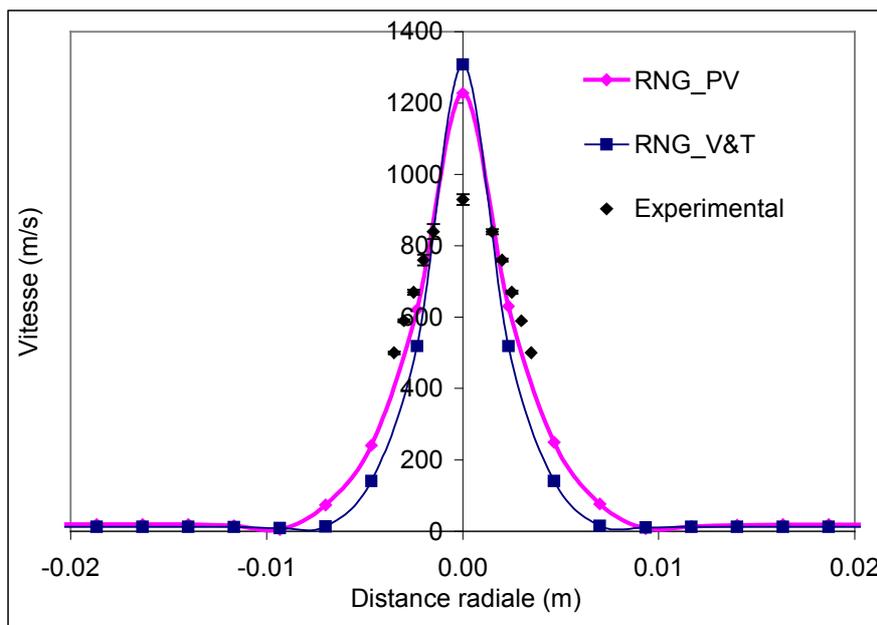


Figure 4.27 : Profil radial de vitesse de l'écoulement calculé et mesuré dans le plan situé à 35 mm en aval de la sortie de torche pour les conditions aux limites PV et V&T

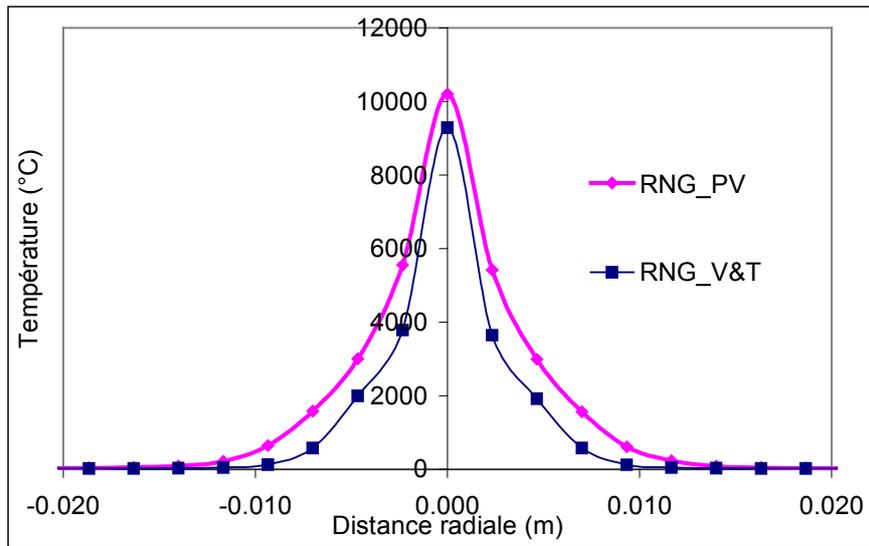


Figure 4.28 : Profil radial de température de l'écoulement dans le plan situé à 35 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T

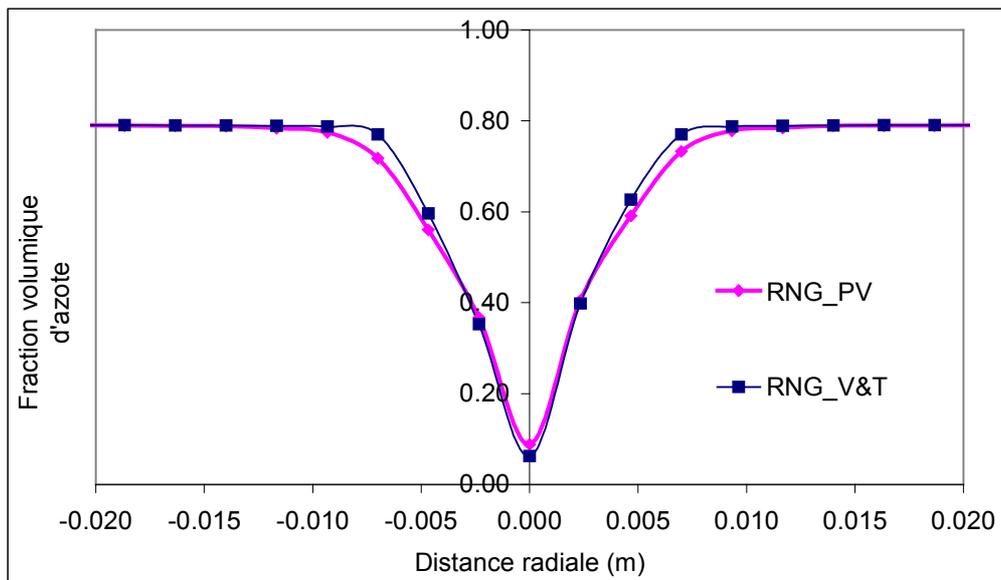


Figure 4.29 : Profil radial de fraction volumique d'azote dans le plan situé à 35 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T

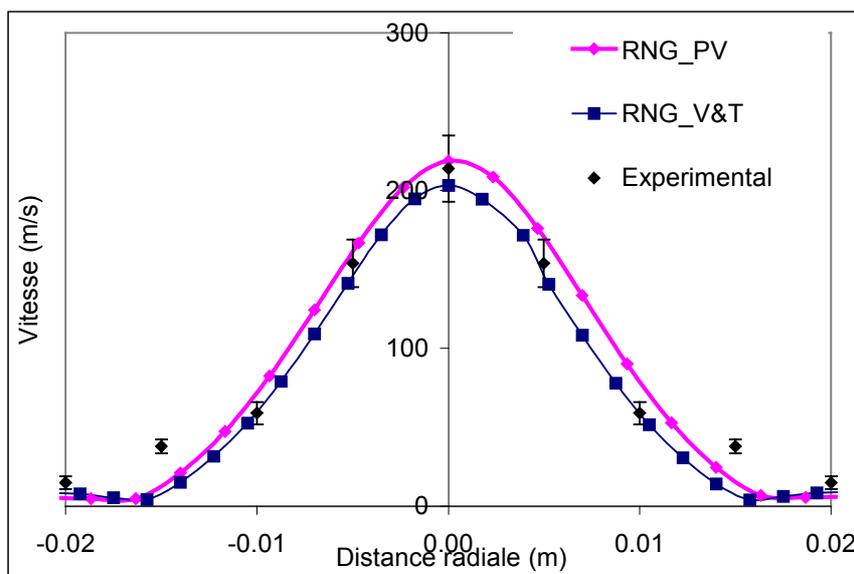


Figure 4.30 : Profil radial de vitesse de l'écoulement calculée et mesurée dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de torche pour les conditions aux limites PV et V&T

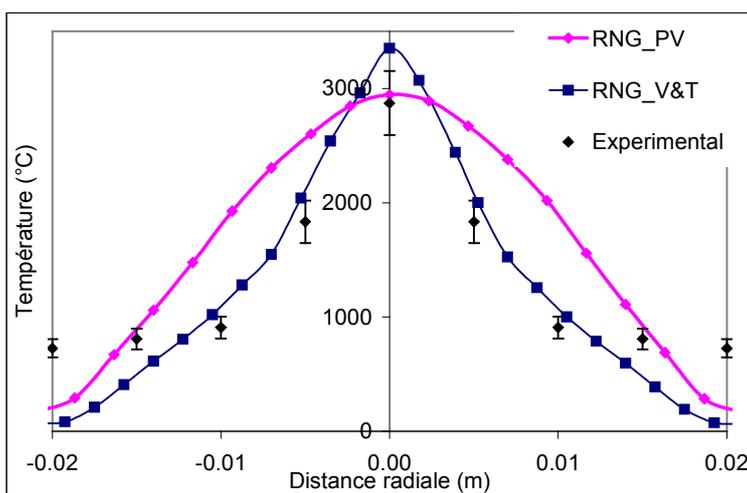


Figure 4.31 : Profil radial de température de l'écoulement calculée et mesurée dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T

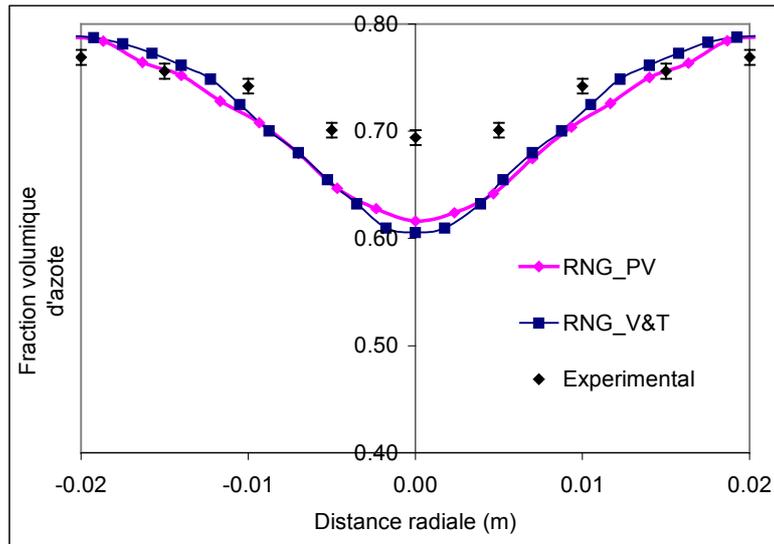


Figure 4.32 : Profil radial de fraction volumique d'azote calculée et mesurée dans le plan situé à 80 mm en aval de la sortie de tuyère pour les conditions aux limites PV et V&T

Le profil de température de l'écoulement qui correspond au modèle V&T est plus pointu et correspond mieux à l'expérience (voir courbe 4.31) que celui du modèle PV alors que les profils de température en sortie de tuyère sont identiques pour les deux modèles.

On peut néanmoins conclure que le modèle relatif à la puissance volumique ne dégrade pas la qualité des résultats si ce n'est sur la forme des profils radiaux de température et qu'il est de surcroît pratique d'emploi puisqu'il ne nécessite pas de données expérimentales relatives aux profils de température et de vitesse de l'écoulement en sortie de tuyère. En revanche, il requiert la connaissance du rendement thermique de la torche pour pouvoir adapter la longueur de la zone de puissance au cas traité. Notons que pour les cas que nous avons étudiés, une longueur de zone de puissance de 6,1 mm a toujours permis de retrouver le rendement expérimental. Par la suite, nous adopterons le modèle PV qui est particulièrement pratique pour étudier des conditions de projection variées et pour simuler des écoulements instationnaires. Notons également qu'il serait intéressant de déterminer la cause des différences constatées sur les profils radiaux de température de l'écoulement en aval de la tuyère obtenus par les deux modèles alors que les profils en sortie de tuyère sont parfaitement identiques. La réponse tient probablement dans l'évolution des grandeurs turbulentes qui s'appuient sur les vitesses en entrée du domaine, mais cette hypothèse reste à vérifier.

4.3.4. Flux thermique transféré au substrat par l'écoulement

L'évaluation du flux transféré par l'écoulement au substrat est un point important pour dimensionner le système de refroidissement qui contrôle la température du substrat pendant la phase de réalisation du dépôt.

Les flux ont été évalués dans le cas d'un substrat plan de dimensions 42 x 42 mm² situé à 100 mm en aval de la sortie de tuyère. Sa température de surface a été fixée à 400 °C.

Pour les simulations, le modèle de puissance volumique dans la tuyère PV a été utilisé dans les conditions du paragraphe 4.3.3 avec deux modèles de turbulence différents, le modèle k-ε RNG et le modèle k-ε bas Reynolds associés à la correction de Yap et à deux représentations différentes de la couche limite cinématique et thermique dénommées « frottement » et « adhérence ». Le maillage a été raffiné dans la direction de l'axe de la torche et au voisinage du substrat de façon à reconstituer correctement la couche limite cinématique et thermique lorsqu'on adopte une condition de paroi de type « adhérence » et de telle sorte qu'au moins les points de maillage les plus proches de la paroi soient situés dans la sous-couche visqueuse lorsqu'on modélise le frottement par des lois de paroi dans le cas « frottement ». La distribution de température dans la couche limite est alors déduite de l'analogie de Prandtl-Taylor. Le maillage a 45x73x45 plans dans les directions x, y et z. Les derniers 5 mm situés près de la paroi du substrat sont constitués de 10 mailles. Le flux transféré à la paroi est alors calculé à partir de la loi de Fourier à la surface puisque les transferts thermiques se font essentiellement par conduction à proximité de la paroi.

Le flux transféré au substrat par le jet a été mesuré à l'aide d'un calorimètre isotherme constitué de 3 calorimètres concentriques de diamètres 20, 120 et 300 mm. Les mesures ont été utilisées avec l'hypothèse que le flux présente radialement une allure Gaussienne et qu'il est symétrique par rapport au jet plasma ⁵⁹.

La figure 4.33 montre l'évolution radiale du flux transféré au substrat par le jet de plasma. Les simulations menées avec les modèles de turbulence de type k-ε RNG utilisant soit les lois de parois, soit la reconstitution de la couche limite, sont en bon accord avec les résultats expérimentaux, notamment au centre du jet où le flux expérimental atteint 2,1.10⁶ W/m². La différence avec l'expérience atteint 0,4.10⁶ W/m² à 2 cm de l'axe du jet. Cette différence peut provenir du fait que le substrat modélisé est plus petit que celui qui a été utilisé pour les expériences, des hypothèses adoptées pour réaliser le traitement des données

expérimentales et enfin au fait que la modélisation d'une couche limite créée par un jet impactant est une opération délicate qui nécessite des maillages très fins et un bon contrôle des grandeurs turbulentes.

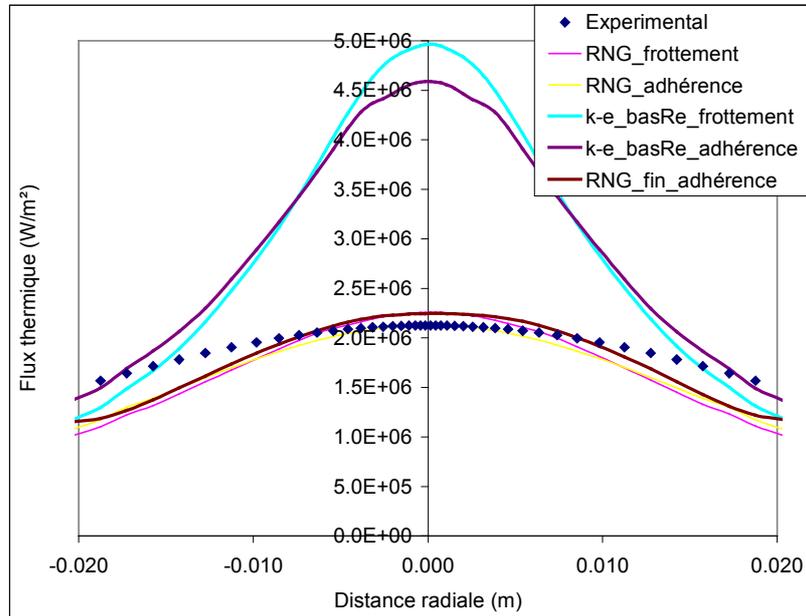


Figure 4.33 : Profil radial du flux thermique apporté au substrat par l'écoulement en fonction de différents modèles de turbulence et représentation de la couche limite

Le coefficient de convection au substrat h est déduit du flux transféré ϕ par la loi de Newton $\phi = h(T_f - T_s)$ où T_f est la température du fluide au nœud le plus proche de la paroi et T_s la température du substrat. On obtient pour les calculs précédents un flux compris entre $885 \text{ W/m}^2/\text{K}$ à la périphérie du jet et $1260 \text{ W/m}^2/\text{K}$ sur l'axe du jet. Les valeurs obtenues par les lois de paroi et en reconstituant la couche limite sont tout à fait semblables et ont aussi des valeurs semblables à celles que nous avons trouvées en utilisant le maillage de base avec $45 \times 54 \times 45$ plans. Ceci montre que le maillage est assez dense au niveau de la paroi. En revanche, le modèle k- ϵ bas Reynolds surestime totalement le flux qui atteint 5.10^6 W/m^2 au centre du jet.

En conclusion, les calculs réalisés avec le modèle de turbulence k- ϵ RNG permettent d'estimer correctement le flux transféré à la paroi en utilisant un maillage relativement fin. Par contre, le modèle k- ϵ bas Reynolds conduit à une surestimation d'environ 100 % par rapport aux valeurs expérimentales.

4.4. Influence des paramètres opératoires

Dans ce paragraphe, nous étudions l'influence de paramètres opératoires tels que le diamètre de la tuyère et la composition du gaz plasmagène sur les champs de vitesse et de température de l'écoulement. L'objectif est de retrouver les tendances que l'on observe expérimentalement. Les validations quantitatives de ces calculs n'ont pas été menées directement par des mesures sur l'écoulement mais par des mesures sur les particules. Ces comparaisons seront présentées au fur et à mesure des études. Enfin, nous étudions l'effet des fluctuations du pied d'arc sur l'écoulement en introduisant dans le modèle simplifié de l'arc (PV) une tension d'arc dépendant du temps. L'implantation des conditions de vitesse et de température en entrée du domaine a été réalisée à l'aide du modèle de puissance volumique PV. Cette méthode est particulièrement pratique lorsqu'on fait varier des paramètres opératoires pour lesquels on ne dispose pas de mesures de vitesse et de température du gaz en sortie de tuyère. Le modèle de turbulence utilisé est le modèle k- ϵ bas Reynolds avec la correction de IEP et les conditions aux limites sur k et ϵ définies au paragraphe 3.1.6.

4.4.1. Influence du diamètre de tuyère

Nous étudions l'influence du diamètre de tuyère sur l'écoulement en comparant les profils de vitesse et de température suivant l'axe de la torche pour des tuyères de diamètre 6 et 8 mm. Le mélange du gaz plasmagène est composé d'argon (35 NI/min) et d'hydrogène (12 NI/min), il est soumis à un courant de 600 A et s'écoule dans l'air à la pression atmosphérique avec un débit massique égal à 1,05 g/s. La tension d'arc obtenue expérimentalement est de 58 V pour le diamètre de tuyère de 8 mm et de 67 V pour le diamètre de 6 mm. La longueur de la zone de puissance (modèle PV) a été adaptée dans chaque cas de façon à obtenir le rendement thermique expérimental qui est de 52% pour le diamètre de tuyère 6 mm et de 49% pour le diamètre de 8 mm ; ces longueurs sont respectivement de 8,4 mm et de 5,8 mm.

Les figures 4.34 et 4.35 représentent respectivement les profils de vitesse et de température de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour ces deux diamètres de tuyères. On observe que la valeur de la vitesse est divisée par 1,8 à la sortie de la tuyère pour la tuyère de diamètre 8 mm par rapport à celle de 6 mm, ce qui correspond à l'inverse du rapport du carré des diamètres de tuyère. Ce résultat traduit la conservation du débit massique du fluide

lorsque la masse volumique reste constante, ce qui est le cas en première approximation puisque la différence de température entre les deux écoulements n'est que de 1000 K pour des valeurs de 13500 K en sortie de tuyère. La température qui correspond au diamètre de tuyère de 8 mm est également plus élevée d'environ 1000 K par rapport au diamètre de 6 mm, malgré que la puissance imposée par unité de volume soit plus faible du fait d'un volume plus important et d'une tension d'arc plus faible. Cette augmentation de température peut en revanche s'expliquer par le fait que la vitesse de l'écoulement est moins élevée avec la tuyère de 8 mm et qu'ainsi la dissipation thermique sur l'anode est légèrement inférieure à celle qui correspond à la tuyère de 6 mm de diamètre.

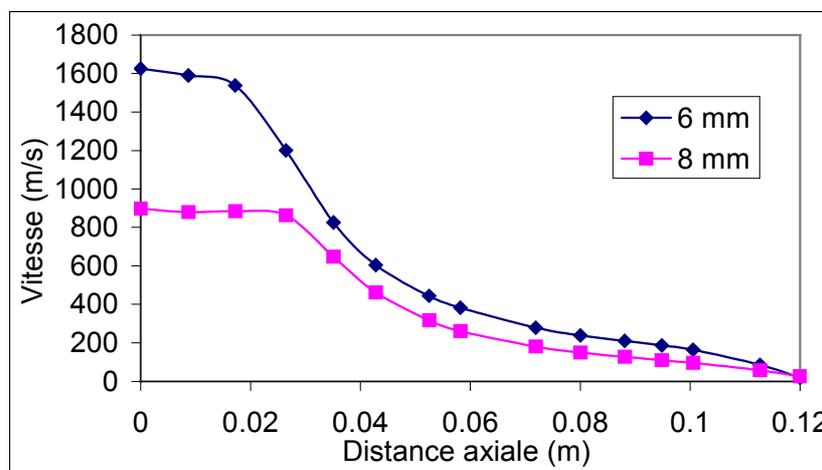


Figure 4.34 : Evolution de la vitesse de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour des tuyères de 6 et 8 mm de diamètre

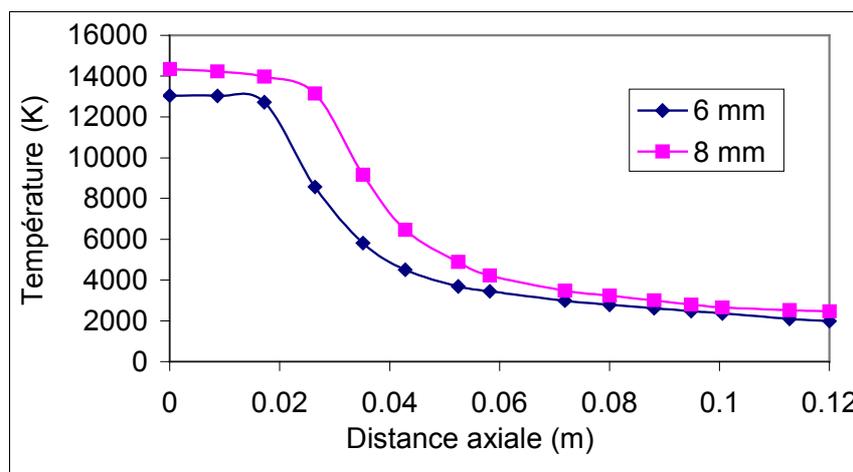


Figure 4.35 : Evolution de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour des tuyères de 6 et 8 mm de diamètre

Les expérimentations réalisées par Betoule ¹⁷¹ valident ces observations. Il observe effectivement une très nette diminution de la vitesse de l'écoulement lorsque le diamètre de la tuyère diminue, en ce qui concerne la température, il note peu de différence comme dans les calculs.

De plus, des travaux réalisés en collaboration avec l'Université de Technologie de Tampere en Finlande dans les mêmes conditions opératoires valident ces observations ¹⁷⁸. En effet, de la poudre de zircone, dont les caractéristiques sont résumées dans le tableau 4.3, a été injectée dans l'écoulement à l'aide d'un gaz porteur d'argon par l'intermédiaire d'un injecteur de diamètre 1,8 mm situé 6 mm en aval de la sortie de tuyère pour les deux conditions opératoires. Le débit massique de poudre varie de 28 à 52 g/min pour la tuyère de 6mm de diamètre et de 25 à 40 g/min pour la tuyère de 8mm.

Tableau 4.3 : Caractéristiques des poudres

Poudre	204-NS	ZRO-103
Fabricant	Sulzer Metco	Praxair
Composition	ZrO ₂ -8 wt% Y ₂ O ₃	ZrO ₂ -22 wt% MgO
Masse volumique	2,2 g/cm ³	2,3 g/cm ³
Distribution de taille	11-125 μm	10-75 μm

L'objectif de cette étude commune était d'optimiser les conditions opératoires pour projeter avec des débits de poudre les plus élevés possibles sans altération notable du traitement des particules et donc des propriétés des dépôts.

Les mesures de vitesse et de température des particules ont été réalisées avec le système SprayWatchTM (paragraphe 4.1.2). Les mesures ont été faites à 120 mm de la sortie de tuyère dans un volume de mesure de 34x28x5 mm³ situé sur l'axe du jet de particules.

Les figures 4.36 et 4.37 montrent les variations de la vitesse et de la température moyenne des particules en fonction du débit massique de poudre. On remarque que la vitesse des particules pour la tuyère de diamètre 6 mm est environ 1,6 fois supérieure à la vitesse obtenue avec la tuyère de 8 mm, ce qui est en accord avec le rapport précédemment cité concernant la vitesse de l'écoulement en sortie de tuyère. Les particules sont ainsi plus accélérées par l'écoulement dans le cas de la tuyère de 6 mm de diamètre. La température des particules est sensiblement identique dans les deux cas.

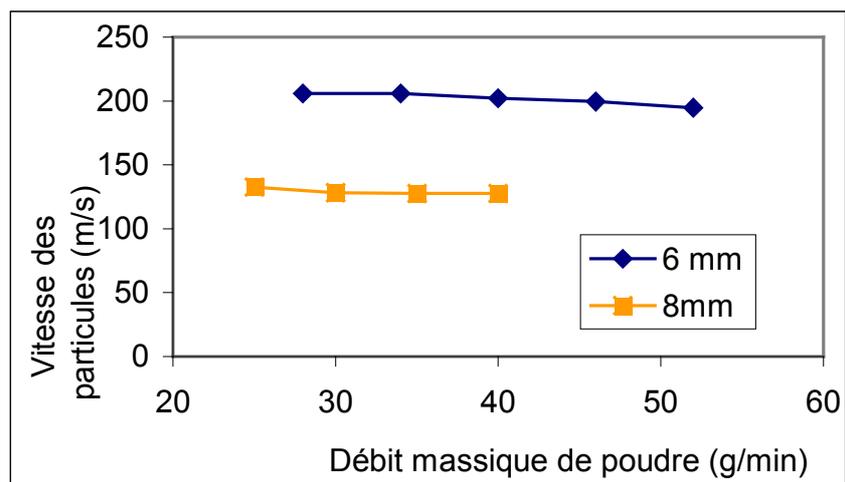


Figure 4.36 : Vitesse moyenne de particules de ZRO-103 en fonction du débit massique de poudre

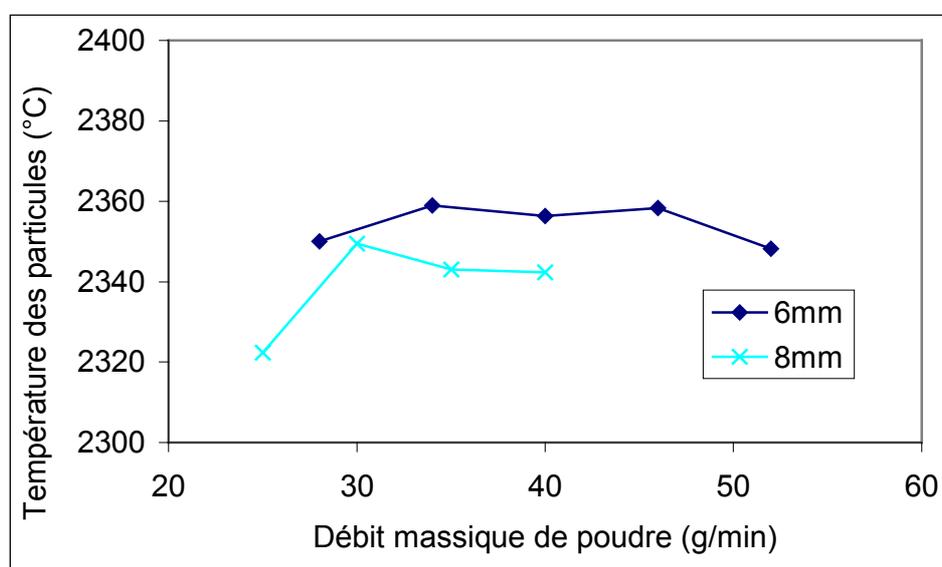


Figure 4.37 : Température moyenne de particules de ZRO-103 en fonction du débit massique de poudre

4.4.2. Influence de la composition du gaz plasmagène

Nous avons étudié l'influence de la teneur d'hydrogène d'un mélange composé d'argon et d'hydrogène sur les profils de vitesse, de température et de la fraction volumique d'azote sur l'axe de la torche. Le débit massique de gaz plasmagène est maintenu constant à la valeur définie au paragraphe 4.4.1, le courant d'arc et la tension correspondante pour chaque composition sont présentés dans le tableau 4.4. Le volume de la zone de puissance est le

même. En revanche, la valeur de la puissance par unité de volume a été modifiée en fonction des valeurs de la tension et du courant pour les différentes conditions opératoires étudiées (tableau 4.4).

Tableau 4.4 : Conditions opératoires pour les différents pourcentage d'hydrogène

Débit massique constant : 1.05 g/s				
H ₂ (%)	Débit H ₂ (Nl/min)	Débit Ar (Nl/min)	Tension (V)	Enthalpie spécifique (kJ/g)
10	4,0	35,2	56,3	17,06
15	6,3	35,1	59,6	18,07
20	8,8	35,0	63,1	19,11
25	11,6	34,8	66,4	20,12

Les évolutions de la température, de la vitesse et de la fraction volumique d'azote suivant l'axe de la torche pour différents pourcentages en volume d'hydrogène dans le gaz plasmagène, sont représentés, respectivement, sur les figures 4.38, 4.39 et 4.40. Les vitesses et températures à la sortie de tuyère sont presque identiques quelque soit le pourcentage d'hydrogène contenu dans le gaz plasmagène. Cela est en accord avec les conditions opératoires (tableau 4.4) pour lesquelles le débit massique de l'écoulement reste constant et où l'enthalpie spécifique varie de moins de 20%.

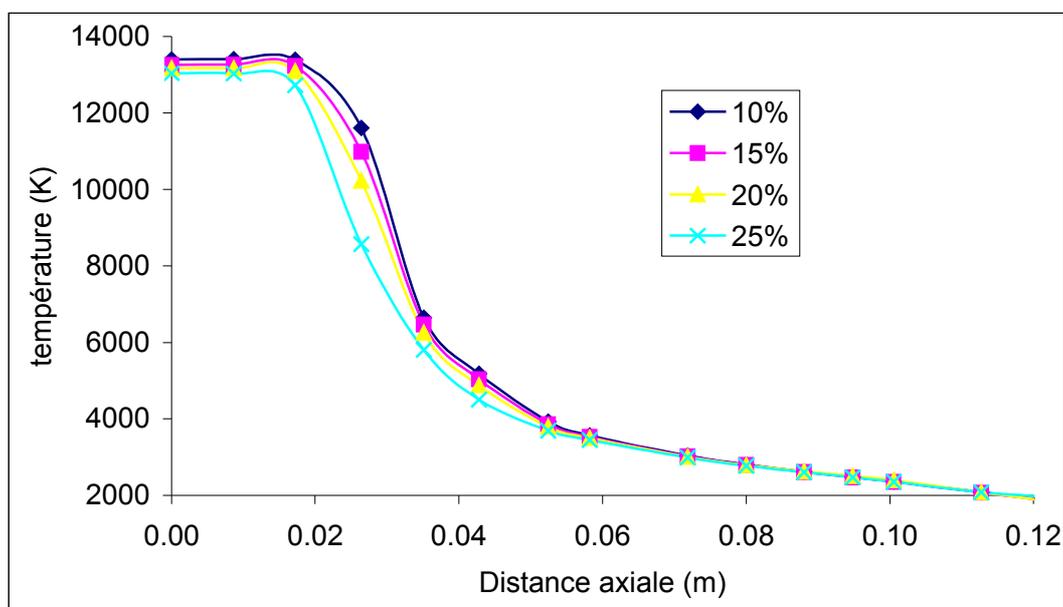


Figure 4.38 : Evolution de la température de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents pourcentages en volume d'hydrogène dans le gaz plasmagène

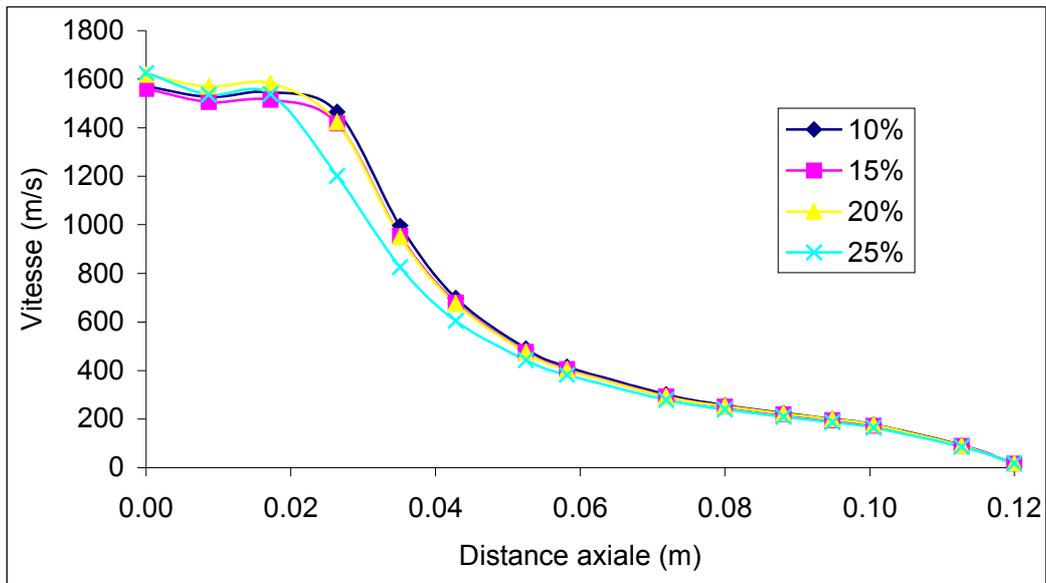


Figure 4.39 : Evolution de la vitesse de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents pourcentages en volume d'hydrogène dans le gaz plasmagène

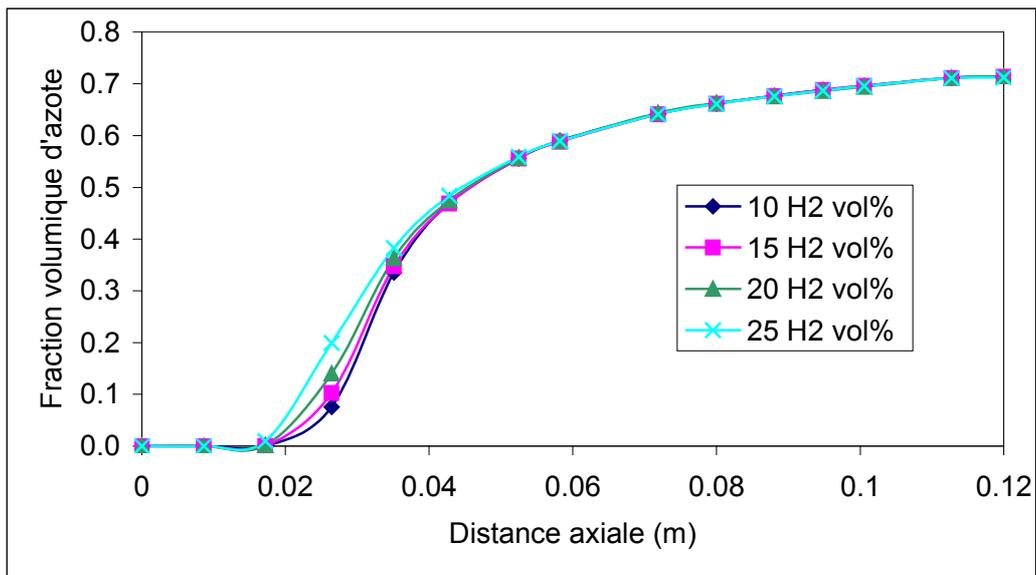


Figure 4.40 : Evolution de la fraction volumique d'azote de l'écoulement suivant l'axe de la torche pour différents pourcentages en volume d'hydrogène dans le gaz plasmagène

La vitesse et la température ont tendance à décroître plus rapidement le long de l'axe de la torche quand le pourcentage d'hydrogène augmente. Ceci est dû en partie à la diminution de la viscosité du gaz plasma lorsque le volume d'hydrogène augmente, ce qui rend le mélange avec le gaz ambiant plus facile comme le montre la figure 4.40. Le mélange

avec l'air se produit plus tôt sur l'axe de la torche pour un pourcentage élevé d'hydrogène dans le gaz.

Les résultats sur la vitesse et la température de l'écoulement obtenus par le calcul ont été comparés par des mesures expérimentales réalisées sur les deux poudres de zircon (204-NS et ZRO-103) présentées dans le tableau 4.3. Pour la poudre 204-NS, le débit de gaz porteur a été fixé à 2 NI/min et le débit massique de poudre à 25 g/min. Pour la poudre ZRO-103, le débit de gaz porteur (argon) est égal à 2,6 NI/min et le débit massique de poudre à 48 g/min. Ces débits ont été choisis de manière à ce que le jet de particule ait la même trajectoire moyenne pour les deux poudres. Les figures 4.41 et 4.42 représentent respectivement la vitesse moyenne et la température moyenne des particules, mesurées avec le système SprayWatch™ (paragraphe 4.1). La vitesse et la température des particules restent constantes lorsque le pourcentage d'hydrogène augmente dans l'écoulement plasma, ce qui confirme bien les résultats obtenus par le calcul où l'on constate que les vitesses et températures de l'écoulement sont quasiment identiques. On peut cependant remarquer que la vitesse de l'écoulement diminue légèrement quand le pourcentage d'hydrogène augmente (figure 4.39) et que la même tendance sur la vitesse des particules est observée (figure 4.41). La température de l'écoulement diminue légèrement avec l'augmentation du pourcentage d'hydrogène, ce qui n'est pas le cas de la température des particules. L'augmentation de la température des particules avec l'ajout d'hydrogène dans le gaz plasmagène s'explique par l'augmentation de l'enthalpie et de la conductivité thermique qui favorisent le chauffage des particules.

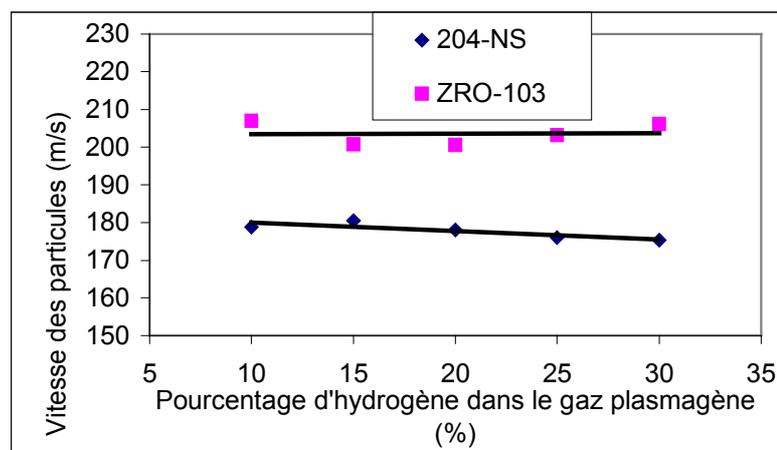


Figure 4.41 : Vitesse moyenne de particules en fonction du pourcentage d'hydrogène dans l'écoulement pour la poudre 204-NS et la poudre ZRO-103

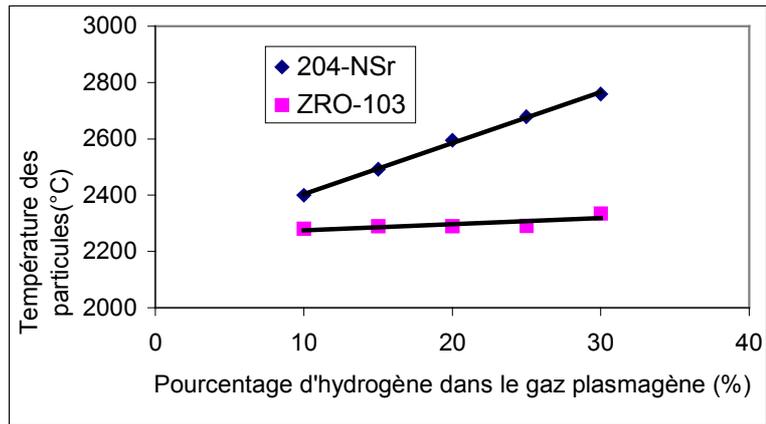


Figure 4.42 : Température moyenne de particules en fonction du pourcentage d'hydrogène dans l'écoulement pour la poudre 204-NS et la poudre ZRO-103

4.4.3. Influence des fluctuations du pied d'arc

L'étude de l'influence des fluctuations du pied d'arc sur la vitesse et la température de l'écoulement a été réalisée avec une géométrie de torche correspondant à la torche de type F4-MB de Sulzer-Metco et un mélange de gaz plasmagène constitué d'argon (35 NI/min) et d'hydrogène (10 NI/min). Les paramètres opératoires sont résumés dans le tableau 4.5. Ils ont été choisis de manière à favoriser le fonctionnement de la torche selon le mode dit « claquage-réamorçage » qui est caractérisé par une évolution temporelle de la tension en « dents de scie » comme le montre l'enregistrement réalisé par Bisson et al. ⁸ et représenté sur la figure 4.43.

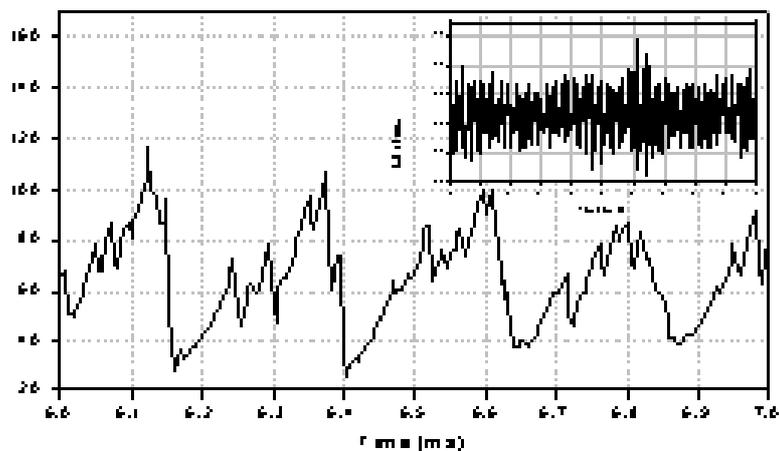


Figure 4.43 : Evolution temporelle de la tension d'arc et de l'intensité lumineuse de l'écoulement. Torche F4-MB avec un mélange de gaz plasmagène de 35 NI/min Ar et 10 NI/min H₂ sous 550 A (tableau 4.5) ⁸

Tableau 4.5 : Paramètres opératoires

Paramètres opératoires de la torche			
Torche	F4-MB	Diamètre de tuyère	7 mm
Gaz plasmagène	35 NI/min Ar + 10 NI/min H ₂	Intensité	550 A
Débit massique de l'écoulement	9,28.10 ⁻⁴ kg/s	Puissance effective	19250 W
Rendement efficace de la torche	56 %		
Environnement	Air à la pression atmosphérique		

Le calcul a été effectué avec un domaine de calcul dont les dimensions sont de 42x125x42 mm³. Ce domaine compte 45x63x45 plans dans les directions x, y et z. Le substrat n'est pas pris en compte dans les calculs. Le modèle de turbulence adopté est de type k-ε RNG avec les conditions en entrée du domaine pour k et ε explicitées dans le paragraphe 3.1.6. Les conditions en entrée du domaine sont imposées par la méthode de la zone de puissance (PV) de façon à prendre en compte l'évolution temporelle de la tension. L'enregistrement de la figure 4.43 montre que la tension moyenne de l'arc est de 62 V pour un courant de 550 A, ce qui conduit à une puissance de 34,5 kW. L'amplitude des variations (2ΔV) est de 72 V avec une fréquence de fluctuations de 4,2 kHz. Dans le modèle, la puissance thermique par effet Joule évolue donc d'une valeur minimale de 17,6 à une valeur maximale de 56,8 kW selon un profil en « dents de scie » périodique tel que le montre la figure 4.48.

La figure 4.44 montre l'évolution de la puissance par effet Joule imposée en entrée, de la puissance effective en sortie de tuyère et du rendement thermique en fonction du temps.

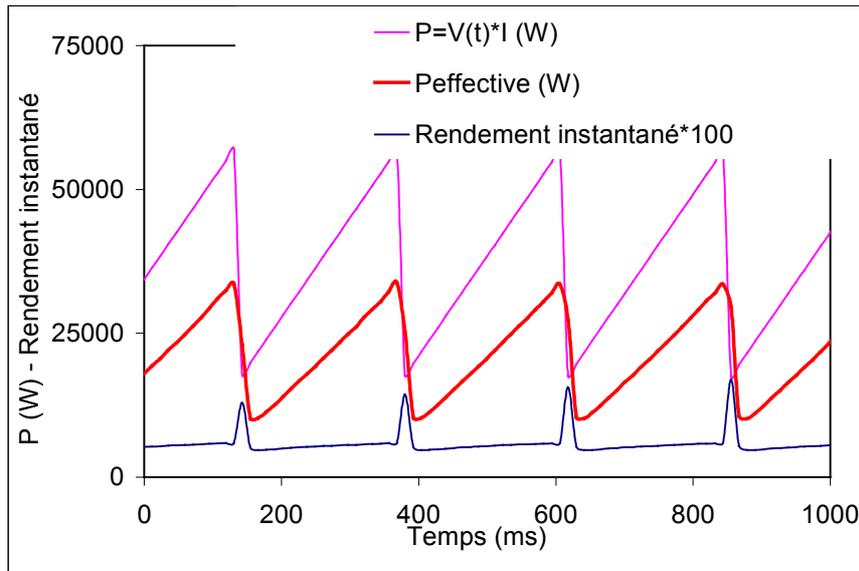


Figure 4.44 : Evolution temporelle de la puissance électrique, de la puissance effective de la torche ainsi que du rendement thermique instantané de la torche

On remarque l'évolution en « dents de scie » de la puissance électrique $P=V(t) \times I$ et donc son influence sur l'évolution des autres grandeurs du calcul. La puissance effective à la sortie de tuyère évolue dans une gamme s'étendant de 11,6 à 36,3 kW. Le rendement thermique instantané est quasiment constant et égal à 58 %, ce qui est très proche du rendement réel de la torche (56 %). Les pics correspondent au déphasage entre la puissance calculée en sortie de tuyère et la puissance imposée.

Les figures 4.45 et 4.46 présentent l'évolution de la vitesse et de la température sur l'axe de la torche à la sortie de tuyère et à 25, 50 et 85 mm de celle-ci. Elles montrent une rapide diminution dans l'amplitude des fluctuations lorsque la distance avec la sortie de tuyère augmente. Cette diminution est plus rapide lorsque la transition à la turbulence s'opère. L'amplitude des fluctuations de la vitesse de l'écoulement (Δv) est égale à 970 m/s à la sortie de tuyère, elle augmente à 1120 m/s à 25 mm, puis décroît à 610 m/s à 50 mm et 95 m/s à 85 mm. Cela correspond respectivement à une fluctuation relative ($\Delta v/v_{\text{moyenne}}$) de 76 %, 88 %, 48 % et 7 %. L'amplitude des fluctuations de la température de l'écoulement (ΔT) est égale à 3320 °C à la sortie de tuyère, puis augmente à 10170 °C à 25 mm, et enfin décroît à 3560 °C à 50 mm et 730 °C à 85 mm. Cela correspond à une fluctuation relative de 26 %, 80 %, 28 % et 6 %, respectivement. Ces fluctuations deviennent négligeables à partir de 85 mm de la sortie de tuyère.

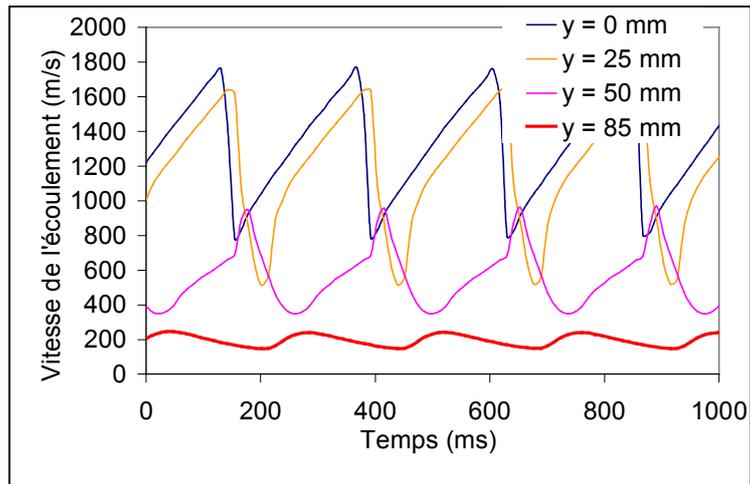


Figure 4.45 : Evolution temporelle de la vitesse de l'écoulement sur l'axe de la torche à différentes distances de la sortie de tuyère

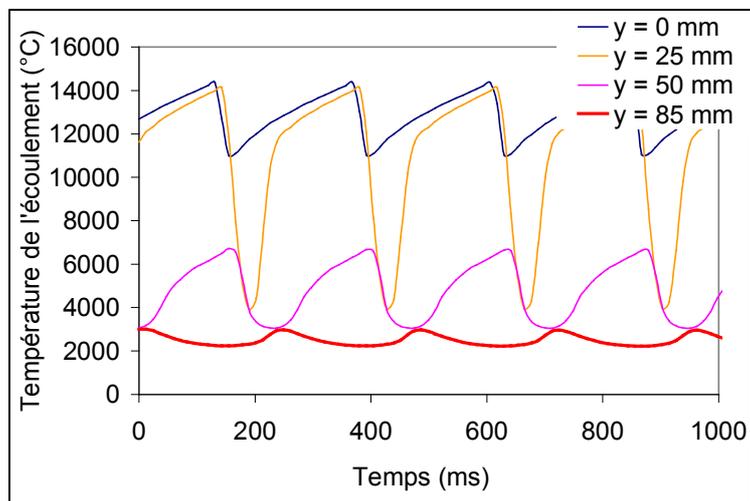


Figure 4.46 : Evolution de la température de l'écoulement sur l'axe de la torche à différentes distances de la sortie de tuyère

L'augmentation de l'amplitude des fluctuations pour la vitesse et la température de l'écoulement a lieu dans la zone laminaire de l'écoulement tandis que la diminution des fluctuations correspond à la transition à la turbulence. Cette diminution débute lorsque le mélange entre le gaz plasmagène et l'air ambiant devient significatif. L'allure des courbes est influencée par le processus de dissociation du gaz qui affecte la relation entre l'enthalpie et la température et ainsi modifie la masse volumique et donc la vitesse de l'écoulement.

Cette simulation numérique montre que les amplitudes des fluctuations de la vitesse et de la température de l'écoulement sont importantes et qu'elles peuvent donc affecter de

manière significative l'accélération et le chauffage des particules injectées dans l'écoulement comme nous le verrons dans la suite de l'étude où nous validerons les résultats sur l'écoulement par des confrontations entre les résultats simulés et expérimentaux portant sur les particules.

4.5. Traitement des poudres

L'objectif de cette étude est de mieux comprendre et de quantifier l'influence des paramètres qui affectent le comportement des particules dans l'écoulement plasma. Plusieurs paramètres conditionnent la trajectoire des particules dans le jet de plasma et donc leurs paramètres à l'impact :

- les conditions d'injection des particules dans l'écoulement ;
- les conditions opératoires telles que la géométrie de la torche, la composition du gaz plasmagène et le courant d'arc, etc.... ;
- des phénomènes tel que l'évaporation.

Nous présentons successivement le problème de l'injection de la poudre et l'effet des fluctuations de l'arc sur les caractéristiques des particules à l'impact.

Le modèle de la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans la tuyère à l'aide d'une source enthalpique (PV) est utilisé pour modéliser l'écoulement stationnaire ou instationnaire. Les conditions opératoires utilisées sont rappelées pour chaque étude.

4.5.1. Influence des conditions d'injection

La modélisation des conditions d'injection des particules dans le jet doit être aussi réaliste que possible car elle conditionne leurs trajectoires et donc leurs histoires cinématiques, thermiques, voire chimiques. Elle nécessite donc une attention particulière.

La pénétration des particules dans le cœur du jet dépend de la quantité de mouvement communiquée à celles-ci par le jet de gaz porteur et de celle de l'écoulement. En pratique, les particules sortent de l'injecteur avec des vitesses variables selon leur position par rapport au

profil de vitesse du gaz porteur qui est généralement parabolique puisque laminaire mais aussi avec un angle par rapport à l'axe de l'injecteur. Cet angle est dû aux collisions entre les particules ou avec la paroi à l'intérieur de l'injecteur. Il est nécessaire de recréer des conditions similaires dans le cadre de la simulation pour retranscrire la « réalité » du problème.

Nous avons choisi l'approche qui consiste à modéliser un cas de base pour lequel les paramètres d'injection sont fixés à une valeur, puis ces paramètres sont modifiés un par un pour étudier leur influence sur le traitement des particules. Le tableau 4.6 présente un résumé de ce travail et identifie les paramètres choisis. La poudre utilisée dans ces simulations est de l'alumine de distribution granulométrique $-46+5 \mu\text{m}$ (les caractéristiques de la poudre sont présentées en annexe). Elle est divisée en 10 classes de diamètres allant de 5 à 46 μm .

Les paramètres de l'injection sont définis de la façon suivante :

- Vitesse d'injection : elle est soit fixée à la valeur de 20 m/s, soit soumise à une distribution aléatoire comprise entre 5 et 20 m/s ;
- Position d'injection : elle est soit fixée au centre de l'injecteur, soit soumise à une distribution aléatoire sur les coordonnées du point dans la section droite de sortie de l'injecteur. La distribution de vitesse peut alors être uniforme ou aléatoire ;
- Angle d'injection : il est soit fixé à 0° et donc les particules sont injectées suivant l'axe de l'injecteur, soit il varie comme le montre la figure 4.47 en fonction d'un tirage aléatoire sur deux angles α et φ , fixés dans des intervalles de $(0 ; 360^\circ)$ et $(0 ; 10^\circ)$ respectivement ;

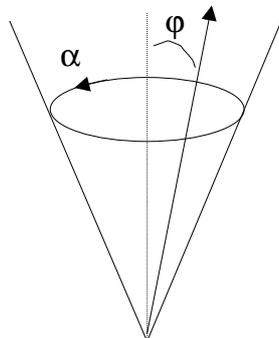


Figure 4.47 : représentation schématique des 2 angles utilisés pour définir la direction d'injection des particules

- Dispersion turbulente : celle-ci est soit activée, soit désactivée. Elle reproduit l'effet des fluctuations instantanées de vitesse sur le mouvement des particules.

Tableau 4.6 : Résumé des paramètres d'injection utilisés pour chaque calcul

calcul	Vitesse d'injection (m/s)	Position d'injection	Angle d'injection (°)	Dispersion turbulente
1 (base)	20	Centre de l'injecteur	0	Non
2 (vitesse)	Distribution	Centre de l'injecteur	0	Non
3 (position)	20	Distribution	0	Non
4 (angle)	20	Centre de l'injecteur	Distribution	Non
5 (disturb)	20	Centre de l'injecteur	0	Oui
6 (complet)	Distribution	Distribution	Distribution	Oui

L'écoulement a été modélisé dans les conditions opératoires du cas de référence (tableau 4.1), avec un modèle de turbulence k- ϵ bas Reynolds. Le substrat plan de dimension 42x42 mm² est localisé à 100 mm de la sortie de tuyère.

Les figures présentées ci-dessous représentent les positions des particules d'alumine dans le plan xz perpendiculaire à l'axe de la torche et situé à 99 mm de la sortie de tuyère (juste avant l'impact sur le substrat), pour 1000 particules réparties suivant 10 classes de diamètre et en fonction du paramètre d'injection étudié. Les positions obtenues avec le cas de base seront représentées pour comparaison.

La figure 4.48 montre les résultats obtenus pour le calcul de base (n° 1). On remarque tout de suite la ségrégation en taille de particules. En effet, les particules de même diamètre suivent toutes la même trajectoire dans l'écoulement et arrivent toutes au même endroit sur le substrat, ce qui explique que l'on ait seulement un point par classe de particule sur la figure 4.48. Les plus petites particules sont situées dans la partie inférieure du plan d'étude car elles pénètrent moins profondément l'écoulement à cause de leur faible quantité de mouvement. On note une légère déviation des particules par rapport au plan de symétrie de la torche (plan yz) qui est liée à une très légère dissymétrie de l'écoulement. Elle est plus sensible pour les petites particules de faible inertie (0,5 μ m sur la figure) qui suivent mieux l'écoulement que les grosses de plus forte inertie (0,1 μ m sur la figure). Cette déviation devrait en toute rigueur être nulle et définir un alignement vertical des impacts mais elle reste de toute façon très limitée.

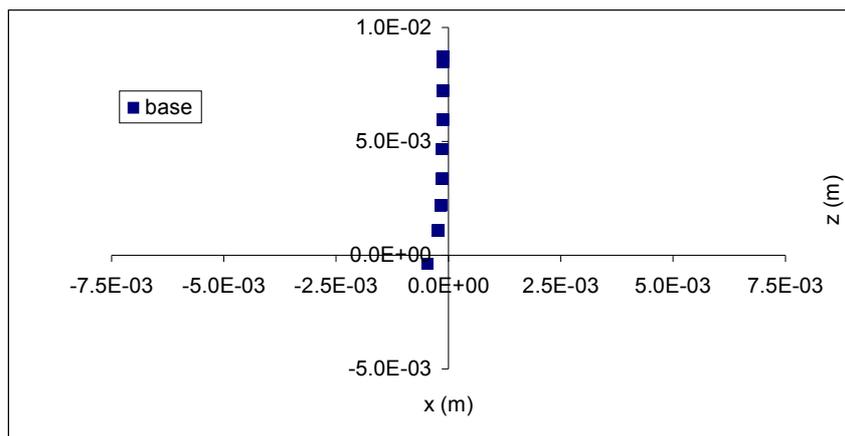


Figure 4.48 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°1 (base)

La figure 4.49 illustre l'effet de la distribution de vitesse d'injection (cas n° 2) sur la « tache d'impact » des particules. On peut remarquer que la dispersion des particules s'effectue suivant la direction de l'axe de l'injecteur à cause des différentes vitesses d'injection attribuées aux particules et qu'elles suivent les positions des impacts relatifs au calcul de base. Celles-ci traversent l'écoulement selon l'axe de l'injecteur et ne sont quasiment pas déviées de celui-ci. Ce paramètre a donc une importance relative sur la dispersion « verticale » des particules.

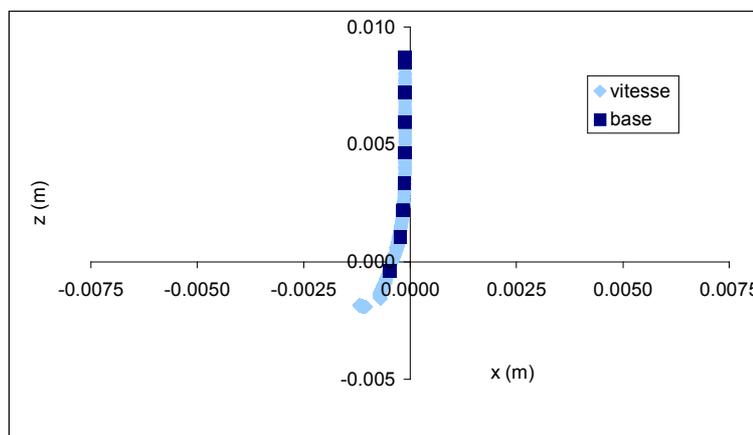


Figure 4.49 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°2 (vitesse)

La figure 4.50 représente les impacts des particules lorsque la position d'injection (cas n° 3) des particules varie de façon aléatoire dans la section droite de la sortie de l'injecteur (leur vitesse reste la même). On remarque que cette distribution sur la position d'injection

conduit à une dispersion « horizontale » des particules qui correspond environ au diamètre de l'injecteur pour les particules de diamètre supérieur à $10\ \mu\text{m}$ qui sont situées dans la partie supérieure. Pour les petites particules, cette dispersion est environ deux fois plus importante et peut s'expliquer par le fait qu'elles sont plus légères et donc plus sujettes à la composante transversale de l'écoulement (suivant x). La ségrégation verticale liée à la taille des particules est toujours présente puisque dans ce cas la vitesse d'injection est uniforme.

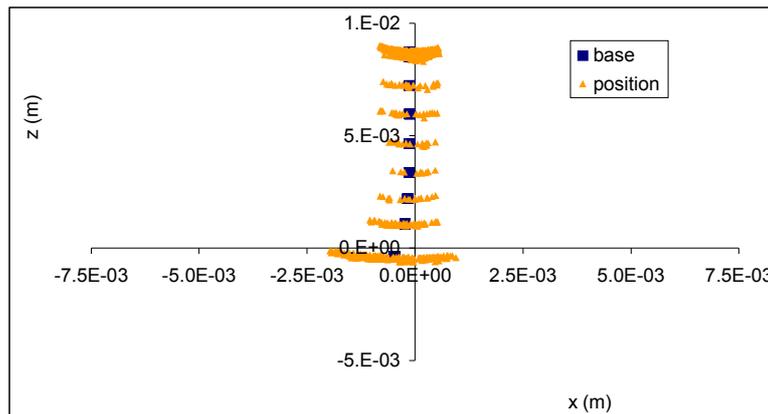


Figure 4.50 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°3 (position)

La figure 4.51 représente les positions d'impact des particules injectées avec un angle aléatoire (cas n° 4). On remarque que la dispersion est toujours principalement modifiée « horizontalement » ce qui paraît normal puisque les particules ne sont plus injectées que vers l'axe du jet mais aussi vers sa périphérie. Les grosses particules qui parcourent plus de trajet pour traverser l'écoulement (verticalement) sont aussi plus déviées.

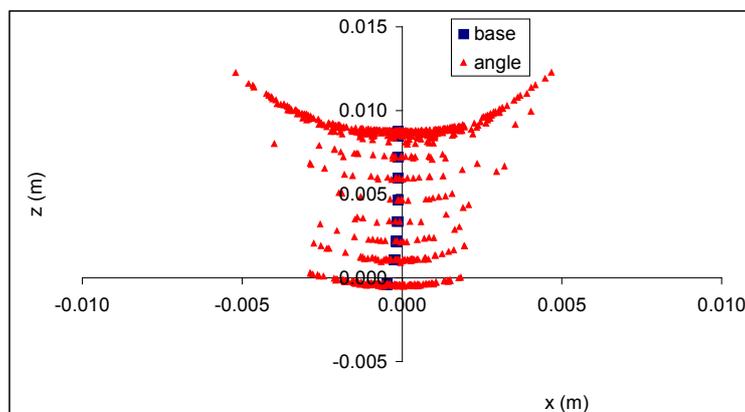


Figure 4.51 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°4 (angle)

La figure 4.52 montre que l'effet de la dispersion turbulente est très important sur la « tache d'impact » des particules (cas n° 5). Cet effet est plus important pour les petites particules puisque le nuage formé s'étend sur une zone dont l'échelle est supérieure au centimètre (partie inférieure de la figure) tandis que pour les grandes particules de forte inertie (partie supérieure de la figure) le nuage de particules est restreint à une zone d'environ 2 mm.

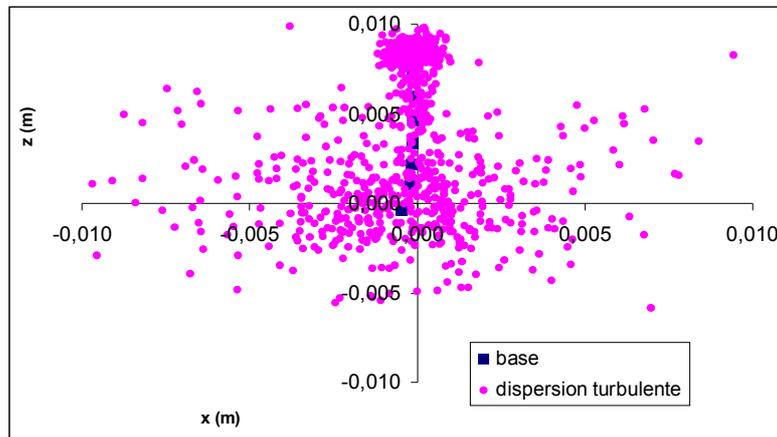


Figure 4.52 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul n°5 (dispersion turbulente)

La dispersion turbulente agit donc évidemment de façon plus importante sur la dispersion géométrique des petites particules dont l'inertie est faible et à la fois dans les directions x et z.

La figure 4.53 montre l'effet de toutes les distributions (cas n° 6) sur les positions d'impacts des particules sur le substrat. On peut voir que le nuage de particule est dispersé de manière plutôt symétrique pour former une « tache » circulaire. Les distributions de taille et de vitesse d'injection agissent principalement sur la dispersion verticale tandis que la distribution de position, d'angle d'injection agissent plutôt sur la dispersion horizontale. La dispersion turbulente agit quant à elle dans les deux directions. Les différentes distributions des paramètres d'injection amène donc à une dispersion assez homogène des impacts des particules sur le substrat.

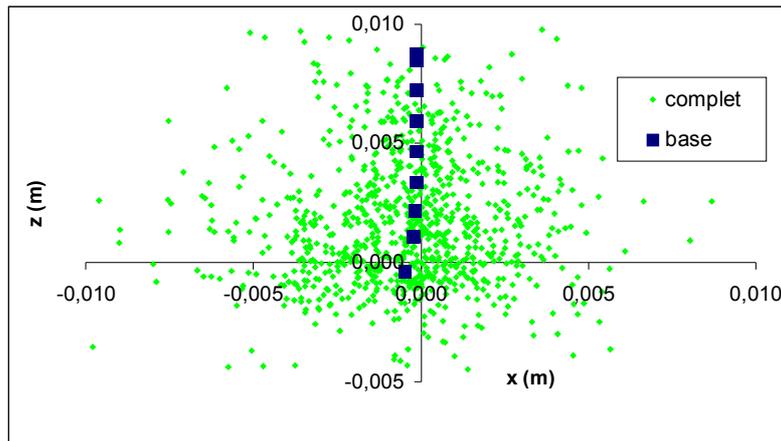


Figure 4.53 : Position d'impact des particules d'alumine pour le calcul $n^{\circ}6$ (complet)

Il est donc nécessaire de définir un nombre suffisant de classes de taille de particules pour à éviter la ségrégation trop marquée en fonction de leur diamètre. Notons également qu'en régime instationnaire l'injection des particules doit se faire de façon statistiquement uniforme par rapport aux cycles de fluctuations de l'arc.

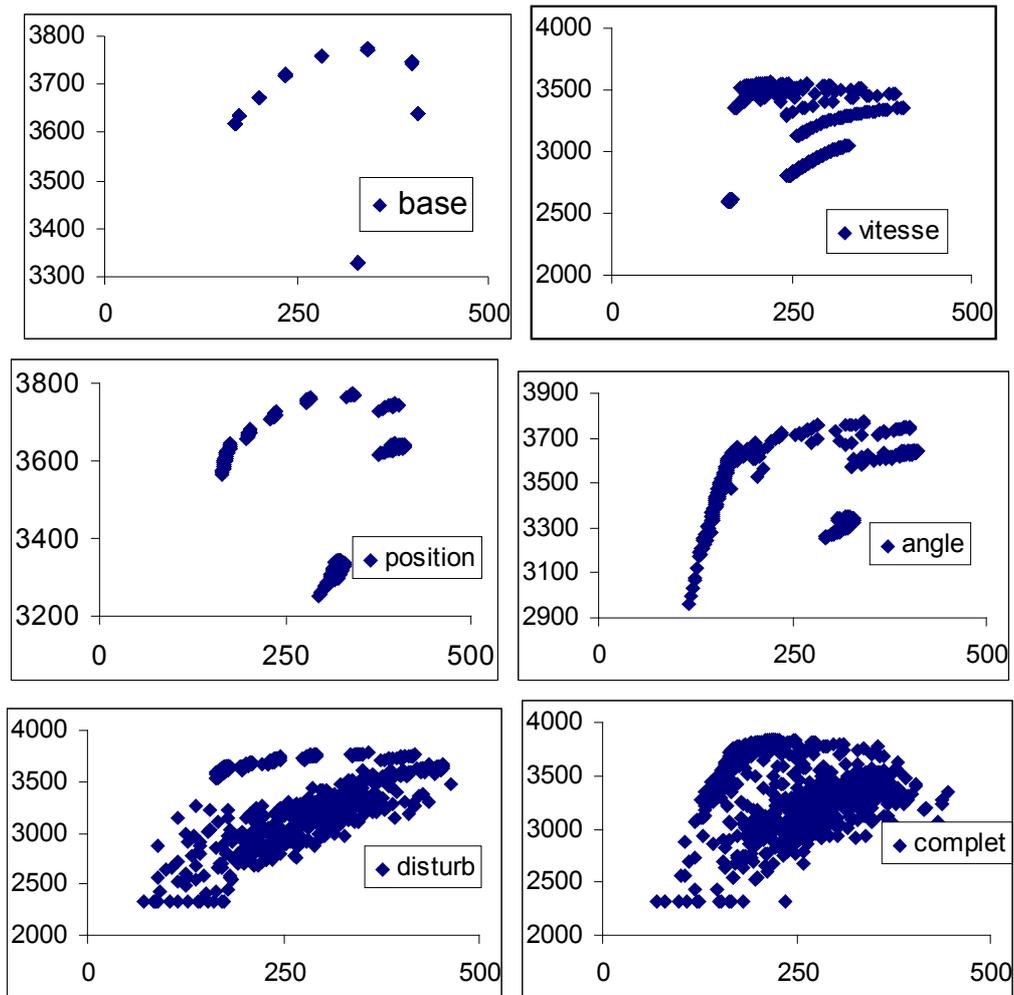


Figure 4.54 : Evolution de la température en fonction de la vitesse des particules dans le plan situé à 99 mm de la sortie de tuyère pour les 6 calculs

La figure 4.54 montre l'influence des paramètres d'injection des particules (cas 1 à 6) sur la distribution vitesse-température des particules dans le plan situé à 99 mm de la sortie de tuyère avant l'impact sur le substrat.

On constate toujours l'effet de ségrégation lié au diamètre des particules, les plus petites à droite, les plus grosses à gauche. On remarque que le point isolé correspond à la plus petite taille de particules qui ont pénétré dans le cœur du jet assez loin en aval de l'injecteur. Hormis la taille des particules, le paramètre le plus influant sur la dispersion des valeurs est la dispersion turbulente. La distribution vitesse-température des particules dépend évidemment de leur trajectoire et donc des champs fluides traversés mais aussi du temps qu'elles y séjournent.

4.5.2. Influences des fluctuations du jet

Nous avons vu au paragraphe 4.3.3 que l'instationnarité du pied d'arc conduit à des fluctuations temporelles des champs de vitesse et de température de l'écoulement assez importantes. Ces fluctuations peuvent avoir des conséquences importantes sur le traitement cinématique et thermique des particules comme cela a été discuté au chapitre 1. En effet, pour les torches à plasma d'arc, le temps de séjour d'une particule dans l'écoulement plasma est de l'ordre de 1 ms, ce qui correspond à 1 à 10 fois le temps caractéristique d'une fluctuation dans l'écoulement qui est compris entre 10^{-3} et 5.10^{-5} s.

Nous avons donc étudié l'influence de ces fluctuations sur les particules en utilisant de fines particules d'alumine, dont la granulométrie est comprise entre 5 et 45 μm . Les mesures expérimentales des paramètres des particules en vol ont été réalisées par Bisson et al. ⁸ dans les conditions opératoires décrites dans tableau 4.5 et qui nous ont déjà servies pour établir l'écoulement du paragraphe 4.4.3.

Tableau 4.7 : Paramètres opératoires d'injection des particules

Paramètres d'injection de la poudre	
Position de l'injecteur	6 mm en aval de la sortie de tuyère et à 9 mm de l'axe de la torche
Diamètre de l'injecteur	1,5 mm
Gaz porteur de poudre	Ar 3 Nl/min
Débit massique de poudre	0,025 g/s
Distribution granulométrique de la poudre	Alumine 5-45 μm

Les mesures ont été effectuées avec le système DPV-2000 (paragraphe 4.1). Le dispositif expérimental utilisé par Bisson et al. est représenté sur la figure 4.55. Afin d'obtenir des mesures résolues en temps pour la vitesse, la température et le diamètre des particules durant une ou plusieurs périodes de fluctuations de la tension d'arc, l'acquisition des signaux des particules en vol est déclenchée par la tension d'arc et non par les radiation émises par les particules comme c'est la cas habituellement avec ce système. Le seuil de la tension a été fixé à 120 V. Chaque acquisition dure 20 ms sur un temps total d'acquisition de 240 ms. Les mesures sont répétées jusqu'à ce que le nombre de particules analysées soit suffisant (300 particules dans ce cas). Comme les effets des fluctuations de l'arc sont atténués par le

mélange du gaz plasma et du gaz ambiant comme nous l'avons vu dans le paragraphe 4.4.3, ces mesures ont été effectuées aussi près que possible de la sortie de tuyère, c'est à dire à 50 mm en aval de la sortie. Les dimensions du volume sont de $0,3 \times 2 \times 0,3 \text{ mm}^3$ suivant x, y et z. La même procédure a été adoptée pour l'analyse des résultats obtenus par le calcul.

La modélisation instationnaire de l'écoulement a été réalisée dans les mêmes conditions qu'au paragraphe 4.4.3 (modèle PV et k- ϵ RNG). L'injection des particules a été réalisée en respectant les 4 distributions discutées au paragraphe précédent et de façon à assurer le débit de poudre constant. L'évaporation des particules a été prise en compte aussi bien au niveau des transferts de masse que de la correction du coefficient de traînée et de celle du coefficient de transfert thermique.

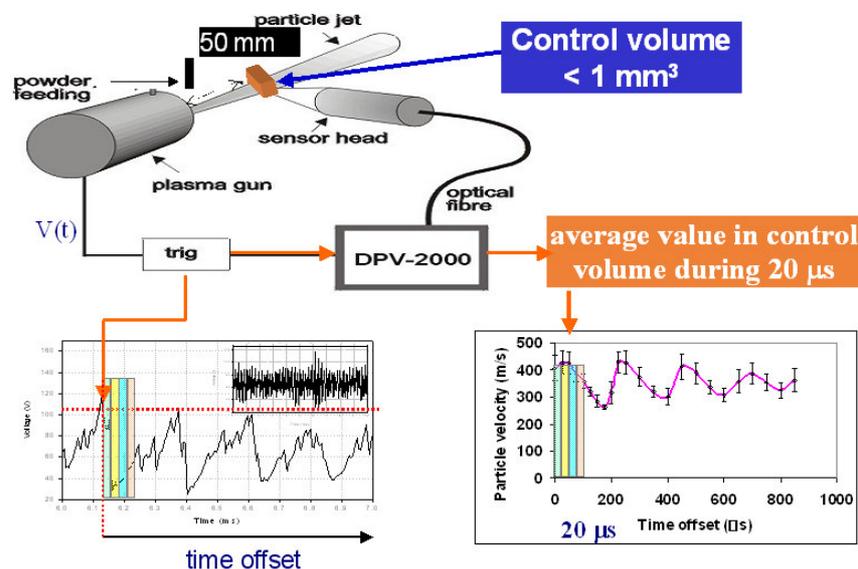


Figure 4.55 : Dispositif expérimental de mesures en vol des paramètres des particules ⁸

Les figures 4.56 et 4.57 présentent la comparaison entre les évolutions temporelles calculées et mesurées respectivement pour la vitesse et la température (sur 4 périodes de fluctuations de la tension).

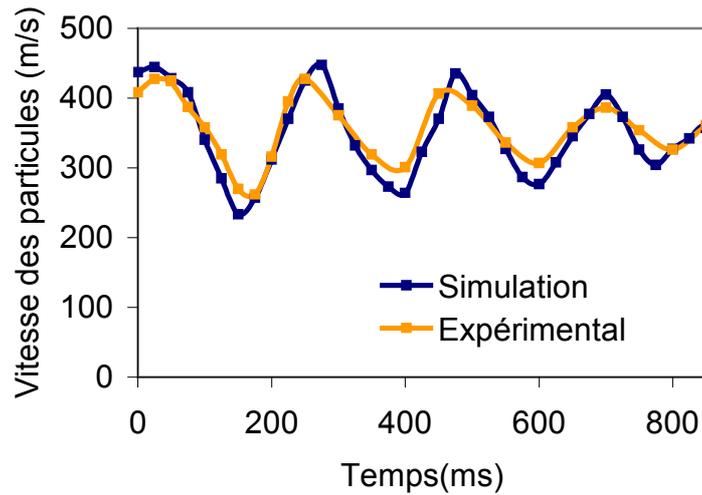


Figure 4.56 : Evolution temporelle de la vitesse des particules calculée et mesurée dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère ; conditions opératoires : tableaux 4.5 et 4.7

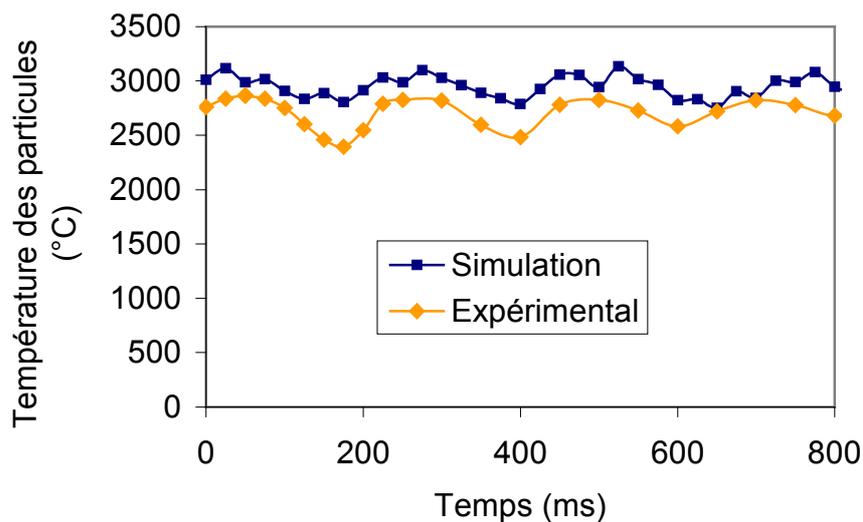


Figure 4.57 : Evolution temporelle de la température des particules calculée et mesurée dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère ; conditions opératoires : tableaux 4.5 et 4.7

L'évolution temporelle de la vitesse des particules obtenue par le modèle est en bon accord avec celles de l'expérience. Les variations de vitesse sont de l'ordre de 200 m/s. L'évolution de la température des particules est moins bien représentée par le modèle. D'une part, elle est surestimée d'environ 250 °C et en revanche, son évolution est moins périodique que l'évolution expérimentale qui affiche une amplitude de fluctuation de l'ordre de 600 °C. La variation simulée est quant à elle de l'ordre de 350 °C.

La différence constatée en terme de fluctuations est probablement lié au fait que la distribution granulométrique n'est pas statistiquement uniforme au cours du temps comme le montre la figure 4.58 qui représente l'évolution du diamètre moyen des particules en fonction du temps. L'évolution du diamètre montre que la taille moyenne des particules augmente avec le temps ce qui veut dire que les petites particules plus rapides arrivent avant les grandes dont l'inertie est plus importante. Dans ce calcul, les particules ont été injectées sur 4 périodes de fluctuation de l'arc. La figure 4.59 montre l'évolution du temps de séjour des particules défini entre leur instant d'injection et l'instant auquel elles passent dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère en fonction de leur diamètre.

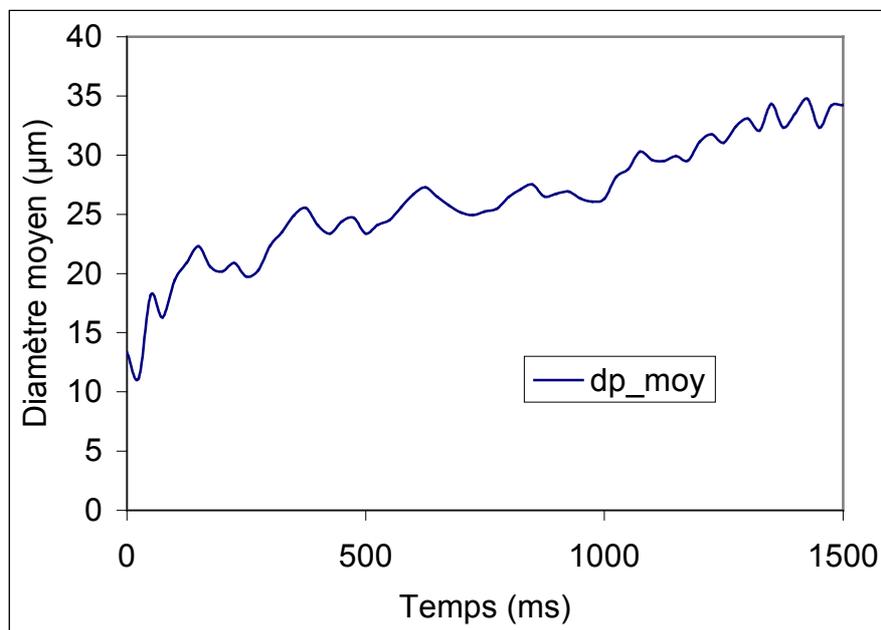


Figure 4.58 : Evolution temporelle du diamètre des particules calculée dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère ; conditions opératoires : tableaux 4.5 et 4.7

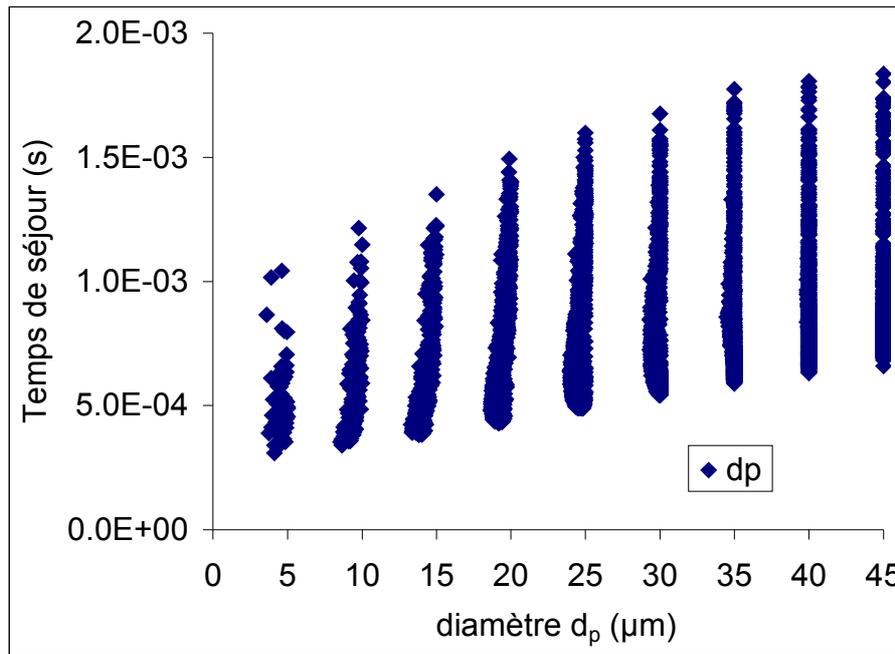


Figure 4.59 : Evolution du temps de séjour des particules défini entre l'instant de l'injection et celui où elles passent dans le plan situé à 50 mm de la sortie de tuyère en fonction du diamètre

Les temps de séjour les plus faibles correspondent aux particules les plus petites, dont l'inertie est faible et les plus importants aux particules dont la vitesse met plus longtemps à s'adapter à la vitesse de l'écoulement. La distribution de temps de séjour par classe de taille de particules correspondent à différentes trajectoires liées aux conditions d'injection d'une part et, à la vitesse du jet plasma au moment où l'injection a été réalisée par rapport à la fluctuation de l'écoulement d'autre part. Le temps de séjour est compris entre $3,1 \cdot 10^{-4}$ s pour les petites particules et $1,85 \cdot 10^{-3}$ s pour les plus grosses, ce qui correspond respectivement à 1,3 et 7,8 périodes de fluctuations de l'arc dont la fréquence est de 4,2 kHz.

Les petites particules plus rapides passent dans le volume de mesure durant les premières périodes puis les grosses, plus lentes, le traversent au cours des fluctuations suivantes. Pour obtenir un calcul correct au niveau de la distribution granulométrique des particules dans le temps, il faudrait les injecter pendant les 11 premières périodes de fluctuations et réaliser l'observation dans le plan situé à 50 mm durant les périodes 9 à 12 pour observer un ensemble cohérent. Cette situation correspond évidemment à une durée de calcul assez importante (environ 20 jours sur la machine que nous utilisons).

4.6. Construction du dépôt

La construction du dépôt est réalisée dans le cadre d'une cible plane et carrée de 42 mm de côté, fixe par rapport à la torche.

Le substrat est divisé en cellules de 10 μm de côté dans lesquelles sont réparties les contributions des différentes lamelles, définies par leur position, leur diamètre et leur épaisseur. Ces dernières ont été calculées à partir de la loi de Madejski qui utilise les paramètres des particules à l'impact (vitesse, température, diamètre) issus du modèle lagrangien. Ce modèle de construction, même s'il n'est pas très réaliste au niveau de l'étalement et de l'empilement des lamelles, permet de prédire la forme des dépôts et donc de les comparer entre eux ou avec l'expérience.

Ce modèle a été appliqué à deux conditions de projection différentes :

- Les conditions utilisées pour les simulations instationnaires menées avec un gaz plasmagène Ar-H₂ (35-10 NI/min) et un courant de 550 A (tableau 4.5) dont l'association correspond à un mode de « claquage-réamorçage » de l'arc électrique. On utilise la poudre d'alumine de faible granulométrie sensible aux fluctuations du jet de plasma (paragraphe 4.5.3). Un dépôt réalisée à partir des paramètres des particules obtenus en régime d'écoulement stationnaire (écoulement figé obtenu avec une tension d'arc moyenne et constante dans le temps) est comparé au dépôt réalisé dans avec l'écoulement instationnaire. Pour ces simulations, 6000 particules ont été injectées dans l'écoulement ;
- Les conditions de base correspondant à un mélange Ar-H₂ (45-15 NI/min) et un courant de 600 A associé à une poudre d'alumine de granulométrie $-45+15 \mu\text{m}$. Le dépôt a été modélisé à partir des paramètres de 10000 particules obtenus avec un écoulement stationnaire et a été comparé à un dépôt réel produit au laboratoire et analysé au CEA le Ripault.

Une méthode visant à multiplier le nombre de particules par 10 afin d'améliorer l'allure du dépôt a été utilisée. Elle consiste à faire l'hypothèse qu'entre deux particules voisines a et b, de diamètre, de température et de vitesse différentes qui impactent sur le substrat, on peut positionner sur le segment reliant les points d'impact de a et b, 8 particules

espacées d'un neuvième de la distance ab avec pour chacune des paramètres de vitesse, température et diamètre augmenté d'un neuvième de la différence entre les paramètres de a et b , et ceci de la plus petite à la plus grande valeur. Par exemple, pour une particule a de vitesse 150 m/s et une particule b de vitesse 240 m/s la vitesse des particules intermédiaires sera incrémentée de 10 m/s, dans la direction de a vers b . Ceci permet ainsi de modéliser des dépôts construits avec 100000 particules et d'éviter les irrégularités liées au fait que le nombre de particules simulé est toujours inférieur au nombre réel.

Dans un premier temps, nous présentons les distributions des paramètres des particules à l'impact obtenus avec les conditions opératoires utilisées pour le cas stationnaire et une granulométrie de poudre $-45+15 \mu\text{m}$.

4.6.1. Distribution des paramètres des particules à l'impact

Les figures 4.60, 4.61 et 4.62 présentent les distributions de taille, de vitesse et de température des particules juste avant l'impact sur le substrat réalisés dans les conditions stationnaire du cas de base. On peut remarquer que :

- le diamètre des particules après traitement dans l'écoulement plasma est compris entre 5,5 et 42 μm alors que la granulométrie originale était comprise entre 15 et 45 μm ;
- la distribution de vitesse est comprise entre 8 et 304 m/s ;
- la distribution de température est comprise entre 2170 et 3245 °C ;
- les grosses particules impactent au-dessus de l'axe de la torche tandis que les petites qui ont une plus faible quantité de mouvement au moment de l'injection impactent sous l'axe.

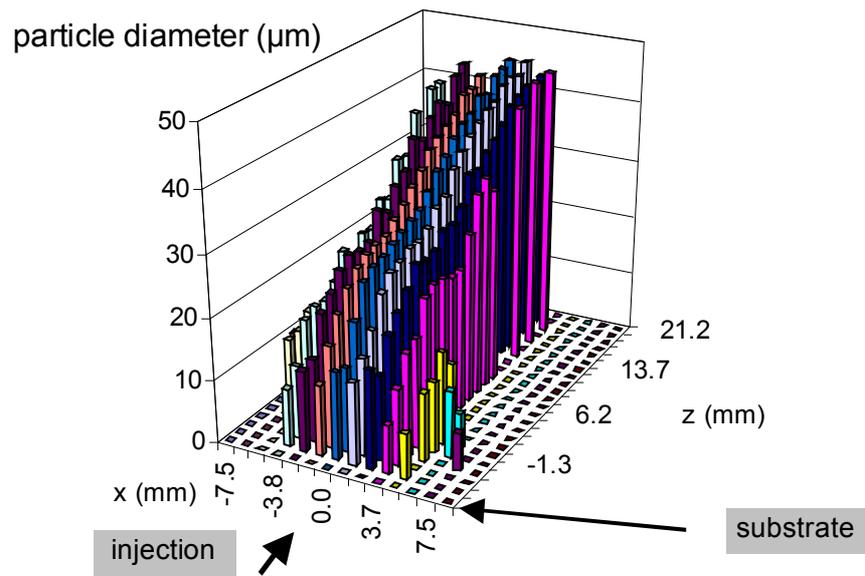


Figure 4.60 : Distribution par taille de particules à l'impact sur le substrat ; conditions opératoires : tableau 4.5

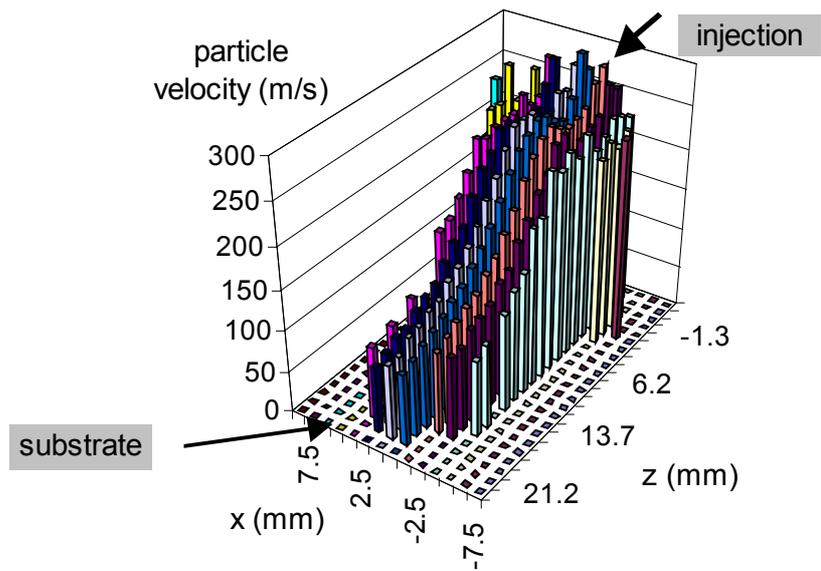


Figure 4.61 : Distribution par vitesse de particules à l'impact sur le substrat ; conditions opératoires : tableau 4.5

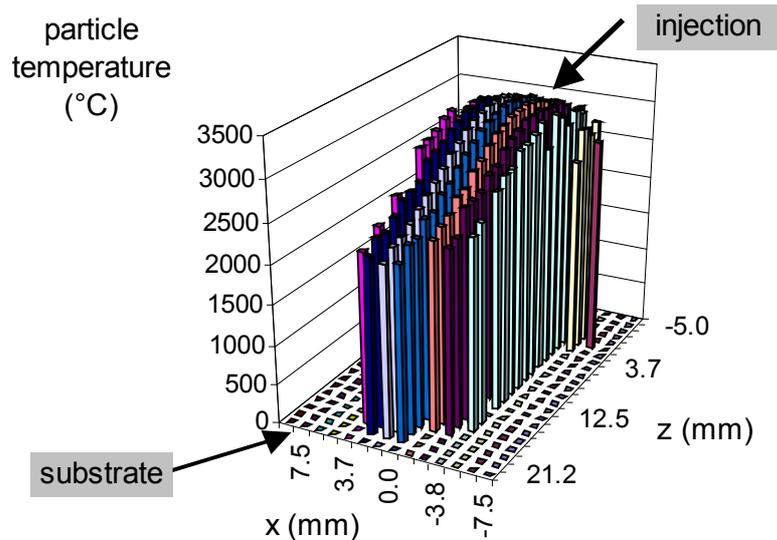


Figure 4.62 : Distribution par température de particules à l'impact sur le substrat ; conditions opératoires : tableau 4.5

C'est à partir de ce type de résultats obtenus par le calcul que nous pouvons modéliser la construction du dépôt.

4.6.2. Influence de l'instationnarité de l'écoulement sur la construction du dépôt

Les paramètres de projection sont définis tableau 4.5 et ceux liés à la poudre dans le tableau 4.6. Le modèle de source de puissance volumique (modèle PV) ainsi que le modèle de turbulence k- ϵ RNG avec la correction de Yap ont été utilisés. Dans le cadre de la modélisation stationnaire, la tension d'arc a été fixée à la valeur moyenne de 62 V tandis que pour la modélisation instationnaire, les conditions sont exactement celles du paragraphe sur l'étude de l'écoulement instationnaire (paragraphe 4.4.3).

Les figures 4.63 et 4.64 montrent respectivement l'allure tridimensionnelle des dépôts obtenus à l'aide de l'écoulement stationnaire et de l'écoulement instationnaire. La direction z correspond à la direction de l'injection des particules. Dans le cas stationnaire, l'allure du dépôt n'est pas très régulière et présente un pic qui correspond aux impacts des petites particules. En régime instationnaire, l'allure du dépôt est beaucoup plus « lissée » du fait d'une plus forte dispersion des particules liée à l'instationnarité du jet. La régularité de ce dépôt correspond plus à la réalité que le premier simulé à partir d'un écoulement stationnaire.

Enfin, les dimensions des dépôts sont à peu près identiques, ce qui montre que si la dispersion des particules augmente du fait de l'instationnarité de l'écoulement, elle reste néanmoins limitée.

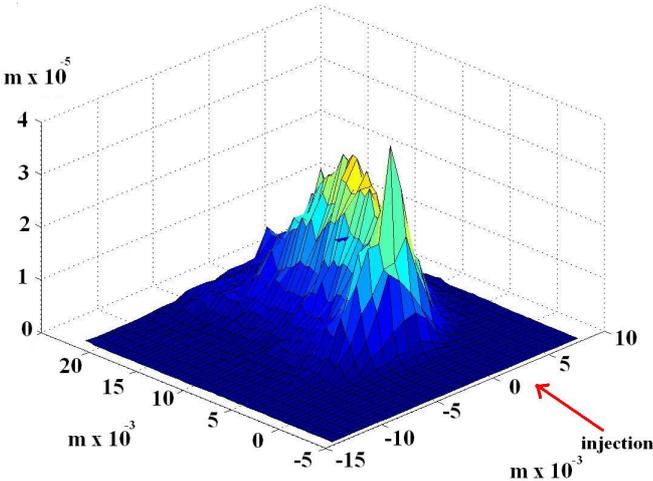


Figure 4.63 : Géométrie du dépôt obtenus à l'aide d'un écoulement stationnaire, conditions opératoires : tableau 4.5

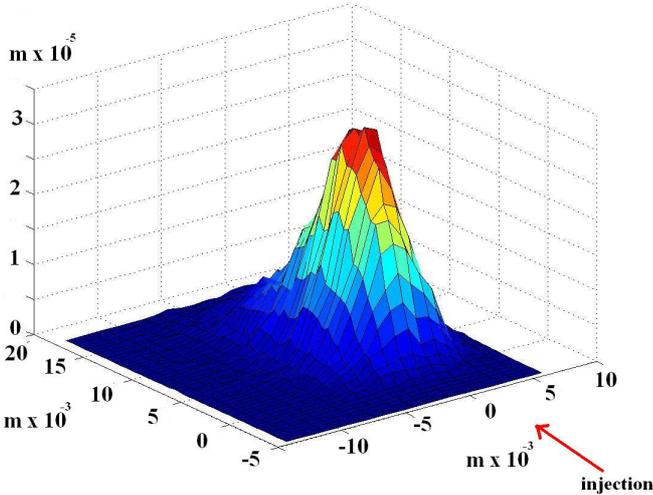


Figure 4.64 : Géométrie du dépôt obtenu à l'aide d'un écoulement instationnaire, condition opératoires : tableau 4.5

4.6.3 Comparaison de dépôts obtenus expérimentalement et par modélisation

Les paramètres de projection sont ceux définis pour le calcul du cas de référence au paragraphe 4.2. Le modèle de la source de puissance volumique a été utilisé en régime stationnaire avec un modèle de turbulence k- ϵ RNG et la correction de Yap.

Les figures 4.65 et 4.66 montrent les allures des dépôts obtenus par simulation et par l'expérience menée dans les mêmes conditions opératoires. Ces mesures ont été réalisées au CEA le Ripault à l'aide d'un profilomètre.

Les principales différences constatées sont :

- Le dépôt simulé est nettement moins régulier que le dépôt réel, probablement du fait du faible nombre de particules projetées par rapport à l'expérience. En effet, le dépôt réel a été réalisé avec un temps de projection de 3 s et un débit massique de 1 kg/h, ce qui correspond à une masse injectée de $9,25 \cdot 10^{-5}$ g alors que 100000 particules ont été injectées pour la simulation, ce qui correspond à $7,8 \cdot 10^{-6}$ g, soit 12 fois moins en masse que dans le cas réel. De plus, la simulation a été réalisée en régime stationnaire, ce qui n'a pas favorisé la dispersion des particules. Pour le modèle, le diamètre des lamelles obtenues est compris entre 30 et 200 μm pour une épaisseur de l'ordre de 1 μm ;
- Les dimensions des dépôts obtenus par simulations correspondent presque à la moitié du dépôt réel.

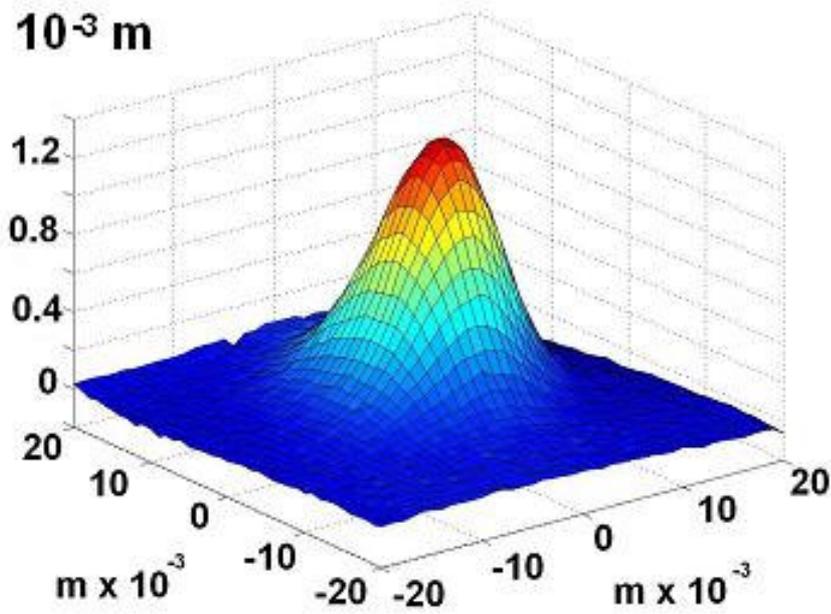


Figure 4.65 : Géométrie du dépôt expérimental réalisé pendant un tir de 3 s pour un débit massique de poudre de 1 kg/h, conditions opératoires : tableau 4.1

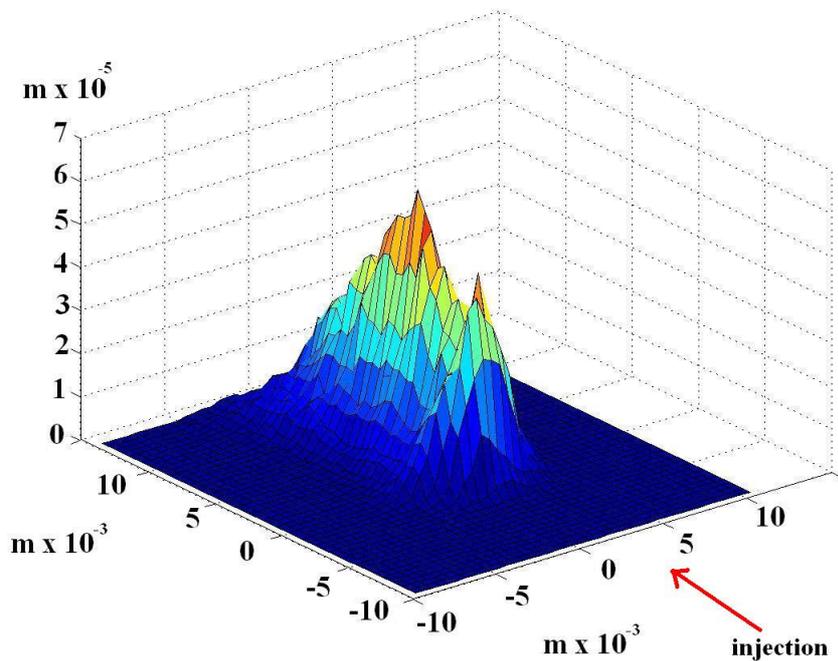


Figure 4.66 : Géométrie du dépôt simulé de 100000 particules, conditions opératoires : tableau 4.1

Ces deux simulations montrent que l'instantanéité du jet est bénéfique sur la dispersion des particules et donc sur la régularité du dépôt mais qu'en revanche, les

dimensions du dépôt sont largement sous-estimées par rapport à la réalité. Ceci est très probablement lié au fait que le type de modèle de turbulence utilisé (modèle moyenné de type k- ϵ) n'est pas à même de représenter les grandes structures turbulentes qui doivent être responsable d'une dispersion particulaire très importante.

4.7. Conclusion

Les études réalisées avec le modèle de l'écoulement du jet de plasma, de l'injection et du traitement cinématique et thermique des poudres ont montré que :

- les modèles de turbulence de type k- ϵ permettent de modéliser correctement les champs de l'écoulement et qu'ils doivent pouvoir être améliorés en modifiant les conditions initiales sur les grandeurs turbulentes et en ajustant les différentes constantes du modèle. Cependant, ces modèles ne représentent pas correctement les grosses structures turbulentes et donc le mélange entre le jet plasma et le gaz ambiant ;
- la modélisation de l'arc par une source de puissance volumique est une façon simple et fiable d'imposer les conditions aux limites en entrée du domaine de calcul et procure une grande souplesse qui permet de s'adapter facilement à différentes conditions de projection. Notamment on a pu montrer que l'étude de l'influence sur l'écoulement de paramètres tels que le diamètre de la tuyère ou la composition du jet plasma suivent bien les tendances observées dans l'expérience. Par ailleurs, un écoulement instationnaire a été simulé par cette représentation de l'arc et a été validé avec succès par des mesures résolues en temps sur les particules en vol ;
- les transferts thermiques au substrat ont pu être déterminés et validés par des mesures expérimentales ;
- la modélisation de l'injection de la poudre est particulièrement importante sur la dispersion dans l'écoulement ;
- enfin la construction du dépôt a été réalisée à partir des paramètres des particules à l'impact fournis par le modèle et de lois phénoménologiques permettant de prédire les dimensions des lamelles. Une discrétisation du substrat a permis de gérer leur empilement. La forme du dépôt est assez bien reproduite, en revanche son étalement

est sous-estimé du fait d'une dispersion insuffisante des particules par l'écoulement pour lesquels les grosses structures turbulentes ne peuvent être modélisés par le modèle k- ϵ utilisé : ceci montre qu'il faudrait utiliser un modèle de type simulation des grandes échelles (LES) afin de représenter correctement l'entraînement de l'air par le jet plasma et la dispersion des particules par les grosses structures turbulentes.

Chapitre 5

Application à un cas pratique : modélisation d'un système double torche

Dans la fusée européenne Ariane V, la propulsion au décollage est faite en utilisant du propergol enrichi en aluminium. L'ajout de 18 à 20% d'aluminium rend possible l'augmentation de cette impulsion de 6 à 8%. Le matériau utilisé pour la construction de la tuyère de la fusée est un composite carbone/carbone ou carbone/résine phénolique. Ce dernier présente de bonnes performances mécaniques et thermiques tout en ayant un faible poids. Trois phénomènes contribuent à la dégradation de ce matériau : l'érosion, l'oxydation et l'ablation¹⁷⁹. Des études^{180 181 182} ont montré que la vitesse de récession est contrôlée par la diffusion de vapeur d'eau et de dioxyde de carbone à la surface de la tuyère. De plus, la combustion du propergol conduit à la formation de gouttes d'alumine qui impactent sur la paroi de la tuyère où elles forment un film liquide. Ce film peut réagir avec le matériau et accélérer sa dégradation.

Pour valider le modèle aérothermochimique développé par SNECMA "Propulsion Solide" (SPS), une simulation expérimentale des phénomènes mis en jeu au niveau du matériau a été mise en place au laboratoire. Cette étude est complétée ici par une simulation numérique du procédé permettant de donner des tendances pour l'aide à la mise en œuvre du système.

5.1. Présentation du dispositif expérimental

Celui-ci combine deux torches à plasma d'arc utilisées pour former un film liquide d'alumine sur un plot de carbone phénolique et le maintenir liquide. L'écoulement plasma doit avoir de faibles vitesses à la surface du plot pour ne pas perturber la couche liquide formée, mais doit aussi avoir une enthalpie assez élevée pour assurer la fusion de l'alumine aussi bien sous forme de poudre que de film. Les champs de température de l'écoulement plasma sont déterminés à l'aide d'une technique d'imagerie tandis que l'étude de la température du substrat est effectuée à l'aide d'un pyromètre et de thermocouples.

Les premières études ont porté sur l'optimisation des conditions opératoires de manière à obtenir un film d'alumine liquide sur un substrat. Les deux torches utilisées de type Sulzer Metco F4 ont une tuyère de 8 mm de diamètre et le gaz plasmagène est un mélange d'argon et d'hydrogène dont le débit massique total est égal à 57 Nl/min pour une proportion en hydrogène de 17% (9 Nl/min). La valeur du courant d'arc est fixée à 600 A. Il en résulte

une tension moyenne de 65 V et un rendement de 50%. L'angle entre les deux torches est fixé à 65°. La configuration de ce système thermique de la torche expérimentale est présentée sur la figure 5.1.

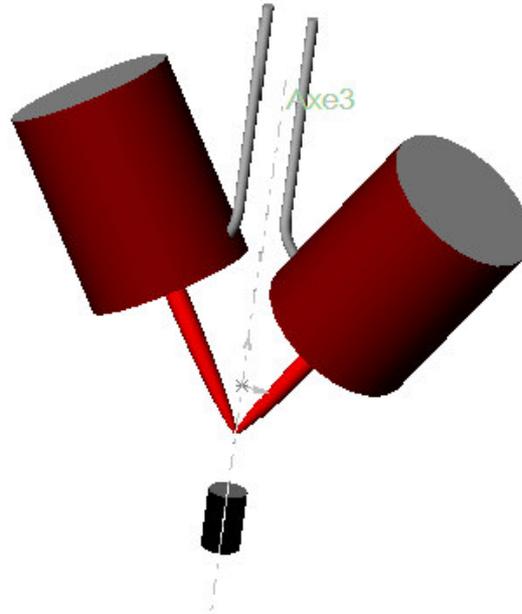


Figure 5.1 : Configuration du montage expérimental ¹⁸³

Le système est placé à l'intérieur d'une chambre refroidie à l'eau et sous atmosphère d'air ou d'argon à la pression de $0,5 \cdot 10^5$ Pa. Cette dernière condition permet d'augmenter la stabilité de l'écoulement plasma et de rendre plus homogène le flux thermique apporté au substrat. De plus, l'usage d'argon prévient l'oxydation du substrat, ainsi seule la dégradation du matériau résultant de l'interaction avec les gouttes d'alumine est prise en compte.

La poudre d'alumine utilisée dans cette étude a une distribution granulométrique comprise entre 10 et 40 μm . Elle est injectée dans l'écoulement à l'aide d'un injecteur interne de 1,8 mm de diamètre situé à 3 mm avant la sortie de tuyère de chaque torche. Les particules sont fondues dans l'écoulement et impactent sur le substrat. Ce dernier est composé de fibres de carbone tissées sous forme de feuilles et incorporées dans une matrice de résine phénolique. L'orientation des plans des feuilles tissées est perpendiculaire à l'axe de révolution du plot. La géométrie du substrat est montrée figure sur la 5.2. Sa position dans la chambre a été optimisée de manière à ce que le flux thermique apporté par l'écoulement et que le flux de particules soient aussi homogènes que possible.

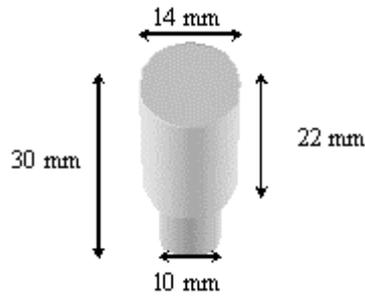


Figure 5.2 : Géométrie du substrat ¹⁸³

5.1.1. Technique de mesure de la température du substrat

La température de la surface exposée au flux thermique apporté par le plasma et les particules sont déterminées en utilisant un pyromètre infrarouge IRCONTM Modline à 4,8-5,2 μm . La surface minimale analysée est un disque de 10 mm de diamètre. Une calibration spéciale a été utilisée dans les conditions de cette étude pour permettre d'effectuer des mesures au-dessus de 3000 K. Cette calibration prend en compte l'angle de l'axe de mesure avec la surface de la cible et l'absorption de la lumière par la fenêtre de la chambre en CaF_2 . L'émissivité ϵ est supposée égale à 0,8, valeur correspondant à l'émissivité de l'alumine et du composite carbone à 5 μm . La température à l'intérieur du substrat est estimée à l'aide de 3 thermocouples fixés dans ce dernier. Ils sont situés respectivement à 10, 14 et 18 mm de la surface du substrat. Ces thermocouples sont formés d'alliages de W-Re (5%) et de W-Re (26%). La gamme de température mesurée s'étend de 200 à 2000°C et l'erreur est de +/- 10°C à 2000°C. La figure 5.3 représente le système expérimental ainsi que le dispositif de mesure de température du substrat.

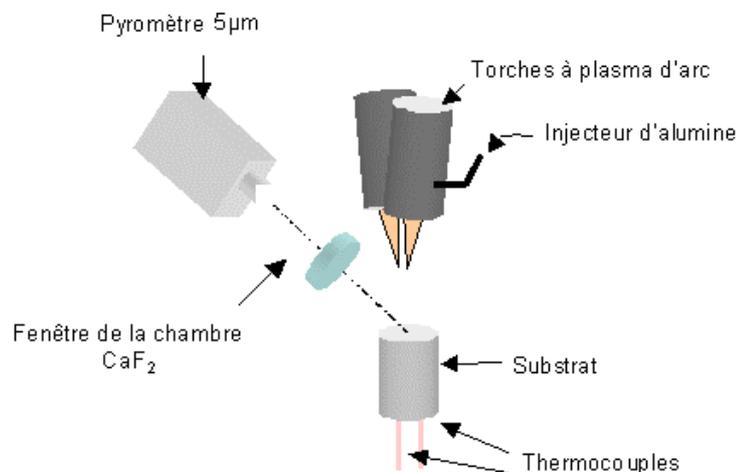


Figure 5.3 : Système expérimental et dispositif de mesure de la température de la cible ¹⁸⁴

5.1.2. Technique de caractérisation de l'écoulement

Une technique basée sur l'analyse d'images du plasma prises à l'aide d'une caméra, a été développée pour avoir des comparaisons rapides d'écoulements plasma sous différentes conditions opératoires. Cette technique permet aussi le contrôle de la stabilité et de la reproductibilité des expériences. Le procédé consiste à prendre des photos de l'écoulement pendant une minute à la vitesse de 25 photos par seconde. Des zones de température sont alors définies par une échelle de niveau de gris de l'image à partir d'une calibration basée sur des mesures spectroscopiques effectuées dans les mêmes conditions opératoires¹⁷¹. La figure 5.4 montre la photographie d'un écoulement plasma et le traitement de celle-ci par cette technique.

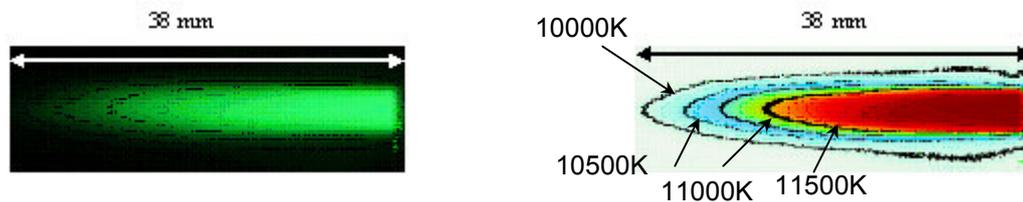


Figure 5.4 : Photographie d'un écoulement plasma et les zones de température déduites de la comparaison avec des mesures spectroscopiques¹⁸⁴.

Conditions opératoires: 45 NI/min Ar + 15 NI/min H₂; 600 A, diamètre de tuyère 7 mm

5.2. Présentation du modèle numérique

Le modèle numérique consiste à modéliser le fonctionnement des deux torches pour différentes compositions de gaz plasmagène à différentes pressions. Le modèle de turbulence utilisé est de type k- ϵ bas Reynolds intégrant la correction de YAP. La figure 5.5 montre le domaine de calcul 3-D (114 x 120 x 54 mm³) et le plan médian du maillage sur lequel sont représentées les conditions aux limites. Le nombre de plans dans les directions x, y et z est respectivement de 93, 73 et 47, avec un raffinement près des parois pour permettre un meilleur calcul du flux thermique et des phénomènes de friction à l'anode et au substrat.

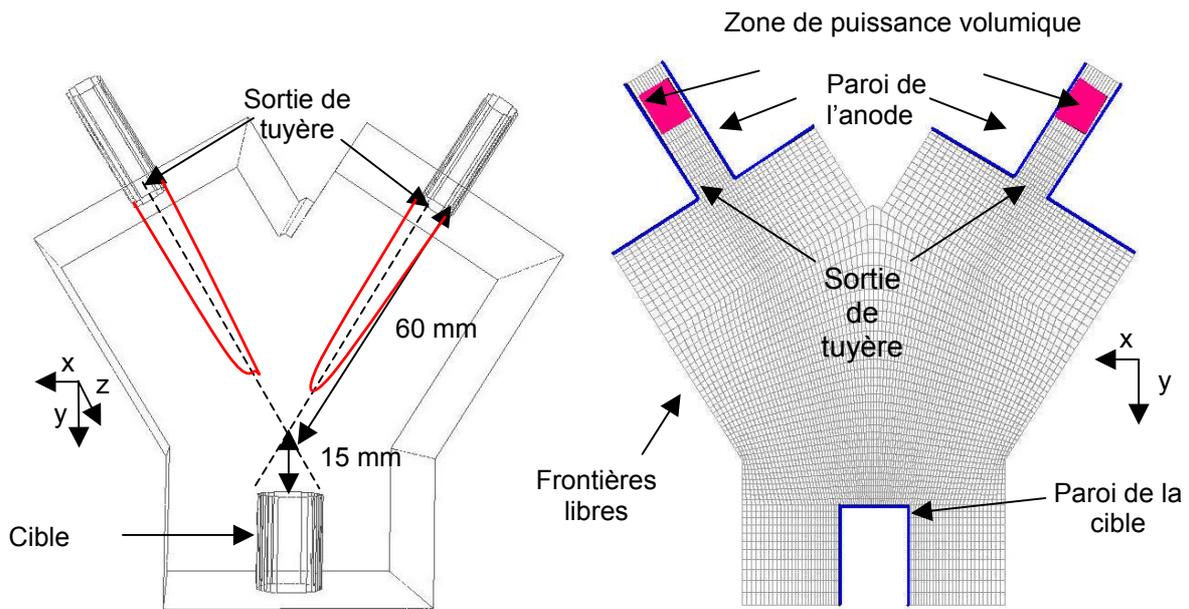


Figure 5.5 : Domaine de calcul, plan médian du maillage et conditions aux limites du modèle

Il est important de noter que la construction d'un tel maillage demande beaucoup de temps et nécessite beaucoup d'attention du fait des angles importants que peuvent avoir certaines mailles entre elles et qui peuvent empêcher la convergence du calcul. Il nous a fallu plusieurs essais avant de pouvoir faire converger les résultats de ce calcul.

Les conditions aux limites d'entrée du calcul sont imposées en utilisant la méthode PV (paragraphe 3.1.6).

5.3. Résultats et discussions

L'optimisation de la géométrie du système expérimental et des conditions opératoires des torches a été réalisée à partir de la technique d'imagerie de l'écoulement plasma. L'objectif est d'avoir un chauffage uniforme du substrat avec une température assez élevée pour maintenir liquide le film d'alumine projetée. Les paramètres étudiés sont l'angle entre les axes des torches, la composition du mélange de gaz plasmagène, le courant d'arc et la pression à l'intérieur de la chambre.

L'étude préliminaire à l'air ambiant avec les conditions opératoires utilisées au laboratoire (mélange de 45 NI/min Ar et 15 NI/min H₂ – 600 A – distance de l'échantillon : 100 mm) a montré que les écoulements issus des deux torches sont trop court et n'interagissent pas (figure 5.6). De plus, la température du substrat est en dessous de celle de fusion de l'alumine et l'érosion chimique due à la réaction entre l'oxygène et la surface est le mécanisme prédominant de l'ablation.

La technique d'imagerie montre que la diminution de la pression dans la chambre conduit à l'allongement du jet plasma et à l'augmentation de la température de surface du substrat, ainsi qu'à une expansion plus importante de l'écoulement dans une atmosphère d'argon.

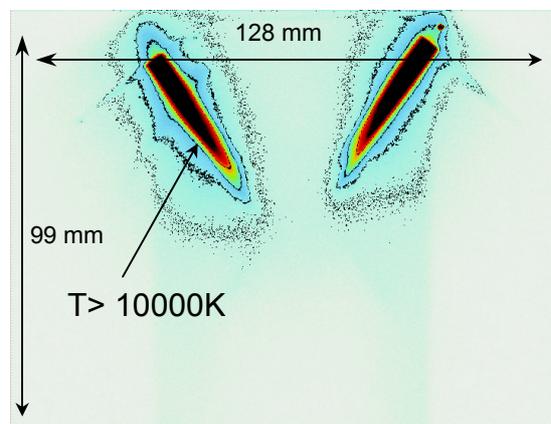


Figure 5.6 : Champs de température expérimentaux .Conditions opératoire : 45 NI/min Ar + 15 NI/min H₂- 600 A– Air à 10⁵ Pa ¹⁸³

Le tableau 5.1 rassemble les conditions opératoires choisies après l'optimisation du montage expérimental par imagerie.

Tableau 5.1 : Paramètres opératoires des simulations

PARAMETRES OPERATOIRES			
Torche plasma	F4-MB	Diamètre de la torche	8 mm
Composition du mélange plasmagène	(1) 45 slm Ar + 9 slm H ₂ (2) 45 slm Ar + 15 slm H ₂	Courant d'arc	600 A
Débit massique total	(1) 1.349 10 ⁻³ kg.s ⁻¹ (2) 1.358 10 ⁻³ kg.s ⁻¹	Tension	(1) 60 V (2) 65 V
Rendement effectif de la torche	(1) 50 % (2) 53 %	Puissance effective imposée au gaz plasmagène	(1) 18000 W (2) 20600 W
Localisation du substrat	78 mm de la sortie de torche, perpendiculaire à l'axe de symétrie des 2 torches		
Environnement	argon à la pression de 0.5 bar		

La figure 5.7 montre les champs de température des écoulements plasma dans le plan axial des torches déterminé par calcul (a) et par imagerie (b). L'accord entre les deux est assez bon. Ils présentent tous les deux une dissymétrie au point de rencontre des deux jets. Dans le système expérimental, celle-ci s'explique par les différences de comportement dynamique des deux torches et des phénomènes de turbulence. Dans le cas de la simulation, le maillage est symétrique et les conditions initiales imposées aux deux torches sont les mêmes. Cette dissymétrie ne peut donc s'expliquer que par la turbulence et la présence de perturbations dues à l'impact des deux jets sur le substrat empêchant la stabilisation de l'écoulement.

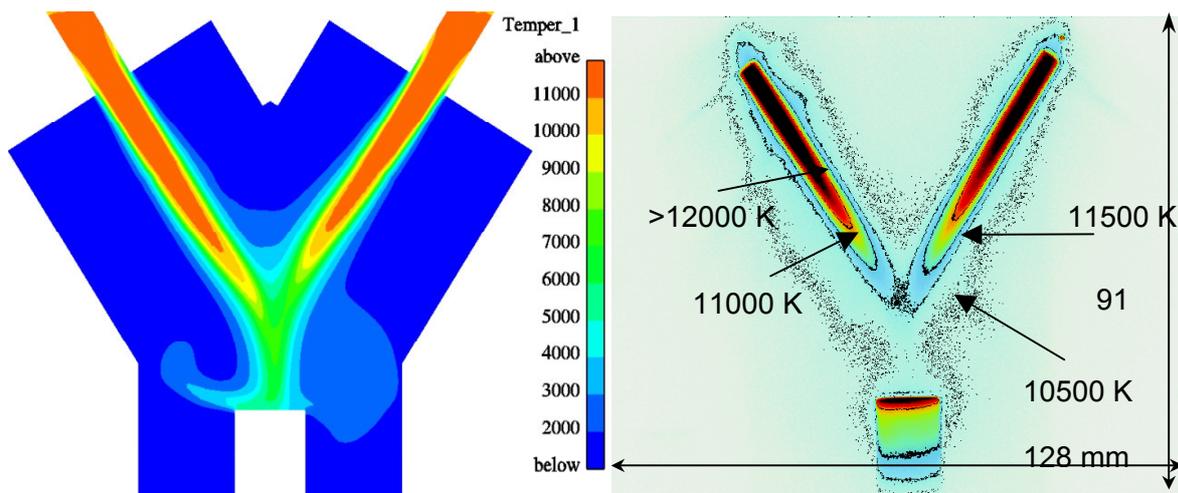


Figure 5.7 : Champs de température calculés (a) et expérimentaux (b)
Conditions opératoires : tableau 5.1 – pression : argon à 0.5 10⁵ Pa¹⁸³

L'augmentation du débit d'hydrogène de 3 à 15 NI/min conduit à la diminution de la longueur du jet de plasma. Cependant, les températures interne et externe du substrat augmentent à cause du transfert thermique au matériau plus efficace comme le montre la figure 5.8. La température mesurée par le pyromètre passe de 2700 K à 3300 K. Un comportement similaire est observé dans le cas de la simulation, ce qui confirme bien les observations expérimentales.

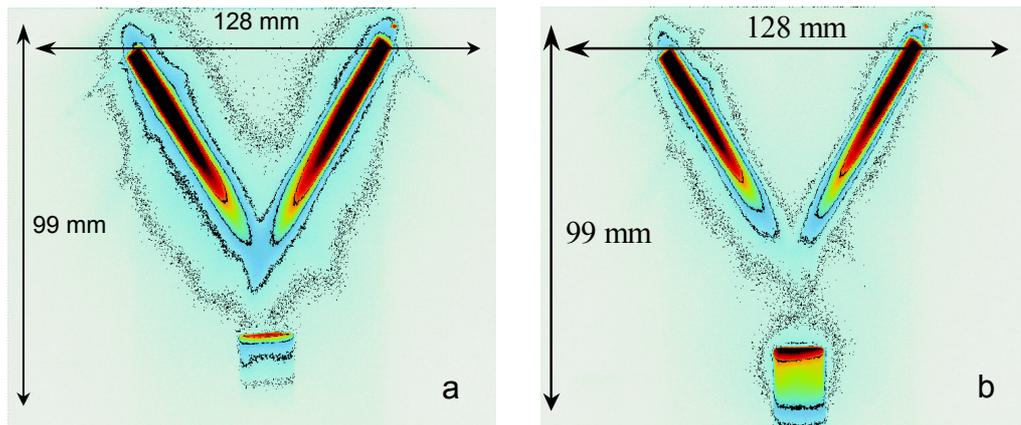


Figure 5.8 : Champs de température expérimentaux obtenus pour deux mélanges différents :
(a) Ar-H₂ 45-3 NI/min, (b) Ar-H₂ 45-15 NI/min ¹⁸³

La figure 5.9 montre le flux thermique apporté au substrat par l'écoulement plasma. Celui-ci varie entre 2 et 3 MW/m² et est en accord avec des mesures par calorimétrie effectuées dans les mêmes conditions opératoires. Le flux thermique est plus important sur les bords du substrat, ce qui peut s'expliquer par la position des torches par rapport à celui-ci. Les observations expérimentales confirment ce résultat car l'ablation est plus importante sur les bords de la cible.

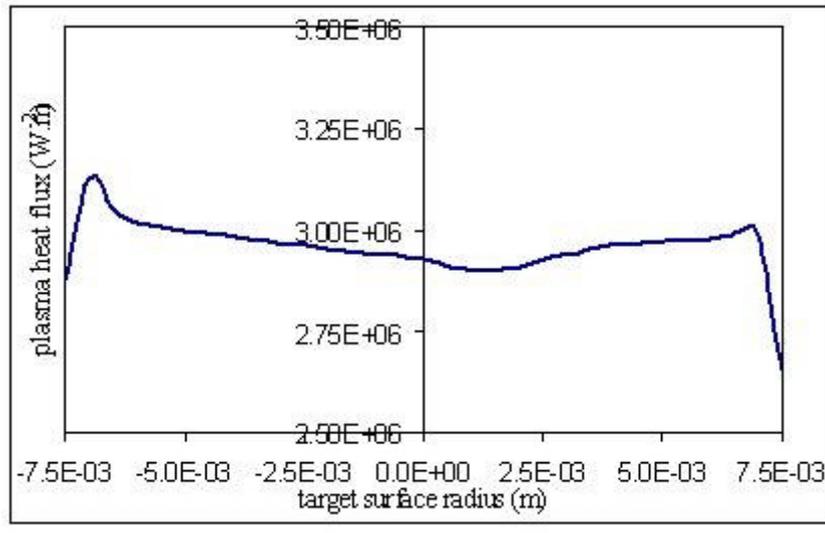


Figure 5.9 : Flux thermique calculé apporté au substrat par l'écoulement plasma ¹⁸⁴

5.4. Conclusion

L'application du modèle développé pour une torche à plasma d'arc a permis de simuler un système constitué de 2 torches dont les 2 axes ont un angle imposé. Les champs de température de l'écoulement et le flux thermique apporté au composite se comparent raisonnablement avec ceux établis par l'expérience.

L'étape suivante pour la modélisation de ce système est le traitement des particules d'alumine à introduire dans les deux torches.

Conclusion

Le travail présenté dans ce mémoire a porté sur la modélisation en trois dimensions du procédé de projection par plasma d'arc depuis la création du plasma jusqu'à la formation du dépôt. Il a été réalisé avec le code de mécanique des fluides ESTET 3.4.

Les études ont traitées notamment :

- de la modélisation de l'arc électrique par une représentation simplifiée de la conversion de l'énergie électrique en énergie thermique dans la tuyère à l'aide d'une puissance thermique volumique intégrée comme terme source supplémentaire dans l'équation de conservation de l'énergie du fluide. Ce modèle permet de déterminer les profils radiaux de température et de vitesse du gaz en sortie de tuyère à partir des seules données opératoires (intensité, tension, diamètre de la tuyère) ;
- des phénomènes turbulents liés à l'interaction du jet plasma avec le gaz ambiant au repos ;
- des flux de chaleurs transférés au substrat par l'écoulement et ceci de façon à pouvoir dimensionner son système de refroidissement ;
- des conditions d'injection de la poudre dans l'écoulement ;
- du jet de plasma et du traitement des poudres qui y sont injectées en régime stationnaire et instationnaire ;
- de la construction simplifiée du dépôt à partir de lois phénoménologiques et des paramètres des particules à l'impact.

Une première étude a permis de définir la taille du domaine de calcul minimum et le maillage optimal permettant de représenter correctement les champs de l'écoulement compte tenu des gradients importants qui y siègent et ceci pour un modèle de turbulence de type k- ϵ . Un domaine de calcul dont les dimensions transversales correspondent à six fois le diamètre de la tuyère a paru suffisant. L'étude de la densité du maillage a permis de déterminer un maillage acceptable en terme de ressource machine. Ce domaine est constitué de 45*45 nœuds dans les directions transversales et 54 suivant l'axe de la torche.

Les travaux ont ensuite porté sur la comparaison de deux modèles de turbulence moyennés (RANS) : un modèle k- ϵ bas Reynolds et un modèle de transport des tensions de Reynolds Rij- ϵ . Ce modèle est plus performant puisqu'il permet de prendre en compte

l'anisotropie de l'écoulement mais il est également plus gourmand en ressource machine. Les simulations ont montré que le modèle Rij- ϵ conduit à des résultats légèrement plus proches des mesures expérimentales mais au prix de temps de calculs prohibitifs puisqu'il nécessite généralement un maillage plus dense. Les résultats issus du modèle k- ϵ sont néanmoins représentatif de la réalité même s'il s'avère que ce modèle ne prédit pas correctement le mélange entre le jet plasma et le gaz ambiant. Un modèle de type simulation des grandes échelles (LES) permettrait probablement de modéliser les grandes structures turbulentes responsables de ce mélange et dont l'apparition doit être renforcée par les fluctuations du pied d'arc. Le modèle k- ϵ pourrait aussi être améliorés en affinant les conditions limites en entrée du domaine portant sur k et ϵ et en « réglant » les constantes du modèle de façon à retarder la transition à la turbulence.

Le modèle simplifié de l'arc électrique sous forme d'une puissance thermique volumique a pu être validé par des résultats expérimentaux. Il n'introduit que peu de différences sur les champs de l'écoulement habituellement calculés à partir de profils de vitesses et de températures imposés en sortie de tuyère et issus de l'expérience. Il nécessite cependant de connaître la tension et le courant d'arc ainsi que le rendement thermique de la torche de façon à pouvoir calculer la longueur du volume dans lequel est imposé la puissance. Cette représentation est particulièrement pratique pour étudier l'influence des paramètres opérateurs et pour réaliser des simulations en régime instationnaire lorsqu'on ne dispose pas de profils de vitesses et de températures expérimentaux en sortie de tuyère. Nous avons notamment étudié par cette méthode l'influence du diamètre de la tuyère et de la composition du gaz plasmagène sur les champs de l'écoulement. Les résultats ont été validés avec succès par des mesures sur les particules.

Une fois le modèle de l'écoulement bien établi et validé, l'étude a porté sur le traitement des particules. Elle a d'abord consisté à modéliser l'injection de la poudre dans l'écoulement à partir de 4 distributions : taille, vitesse d'injection, angle de sortie de l'injecteur et position dans le plan de sortie de l'injecteur. La distribution de taille des particules s'est révélée le paramètre le plus important quant à la dispersion du jet de particules dans l'écoulement. Les calculs confirment bien la ségrégation des particules dans le jet liée à leur taille.

Enfin, l'effet de l'instationnarité du jet de plasma sur le traitement des particules a été étudié numériquement et comparé à des mesures résolues en temps de la vitesse et de la température des particules dans un volume de mesure localisé 50 mm en aval de la sortie de tuyère. L'accord entre les calculs et les mesures est correct ; les deux mettent bien en évidence la fluctuation du jet de particules et des caractéristiques de ces dernières dans l'écoulement. Il faut cependant noter que l'étude a été menée avec des particules légères (Al_2O_3) et fines (15-45 μm) et que cet effet serait moins marqué pour des particules plus lourdes.

En supposant que la température du substrat est supérieure à la température critique, température au-delà de laquelle les lamelles écrasées sur le substrat présentent la forme d'un disque pratiquement parfait, la modélisation du dépôt a consisté à accumuler des lamelles correspondant à l'impact des particules sur le substrat. L'épaisseur et le diamètre D_{lamelle} de chaque lamelle sont déterminés à partir des paramètres de la particule grâce à la loi proposée par Madejski ($D_{\text{lamelle}} = d_p \cdot 1,29 \text{Re}_p^{0,2}$ où d_p est le diamètre de la particule). Un traitement statistique portant sur environ 100000 particules a permis de construire ainsi un dépôt pour des particules injectées dans un écoulement stationnaire et dans un écoulement instationnaire. Le dépôt obtenu dans ces dernières conditions présente une forme et une épaisseur plus proche de celle du dépôt « réel » obtenu pour les mêmes conditions opératoires. L'étalement du dépôt est en revanche sous-estimé par le modèle pour lequel la dispersion des particules par les grosses structures turbulentes n'est pas représentée. Une modélisation de type simulation des grandes échelles (LES) permettrait probablement de résoudre ce problème.

Dans l'état actuel, le modèle permet de prédire de façon réaliste, pour des particules céramiques, l'effet d'un paramètre opératoire sur leur traitement. Il reste cependant :

- à modéliser les grosses structures turbulentes de l'écoulement dont l'apparition doit être renforcée par les fluctuations de l'arc ;
- à inclure un modèle enthalpique de conduction de la chaleur dans les particules réfractaires ;
- à tenir compte de la chimie dans l'écoulement et à la surface des particules pour étendre ce modèle aux poudres métalliques.

Enfin, ce modèle peut constituer un point de départ pour des applications de traitement de matériaux basés sur l'utilisation de torches à plasma d'arc comme l'a montré l'étude du dispositif à 2 torches développé au laboratoire pour tester la tenue de matériaux composites lorsqu'ils sont soumis à un flux de gouttelettes d'alumine.

Bibliographie

1. M.U. Schoop, A new process for the production of metallic coatings, *Metallurgical and Chemical Engineering*, 8 (7), 1910, pp 404-406
2. A. Proner, Revêtements par projection thermique, *Techniques de l'ingénieur, Traité matériaux métalliques*, M 1 645, pp 1-20
3. P. Fauchais, M. Ducos, Les dépôts par projection thermique, pp 124-148
4. <http://www.uniquecoat.com/AC-HVAF%20Process%20Information.53.html>
5. S. Audisio, M. Caillet, A. Galerie, H. Mazille, Revêtements et traitement de surface: fonctionnalités, durabilité, procédés, Presses Polytechniques et Universitaires Romandes
6. O. Lagnoux, Projection de poudres métalliques par plasma d'arc soufflé à l'air libre – étude de l'entraînement de l'air et de son influence sur l'oxydation des poudres en vol et des dépôts, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, n° d'ordre 47-99, 1999
7. J.F. Coudert, M.P. Planche, P. Fauchais, Influence of the anode arc attachment on the dynamic behaviour of plasma jet produced by a DC plasma torch, *Proceedings of the International Conference on Heat and Mass Transfer, Izmir, Turkey, July 1994*, (Eds.) P. Fauchais, M. Boulos, J. Van der Mulen, (Pub) Begell House, New York, pp. 253-264, 1995
8. J.F. Bisson, C. Moreau, Effect of Direct-Current Plasma Fluctuations on In-Flight Particle Parameters: Part II, *J. of Thermal Spray Technology*, 12 (2), 2003, pp
9. T. Renault, Contrôle des propriétés d'un dépôt élaboré par projection thermique: mise au point d'un appareil de diagnostic « in situ » du procédé sur site industriel, Thèse de l'Université de Limoges, octobre 2001
10. M. Vardelle, S. Bansard, P. Fauchais, C. Bossoutrot, F. Braillard, La projection thermique : formation du dépôt et contrôle en ligne du procédé, *Journée Scientifique Barrières Thermiques, ONERA, 23 mai 2002, pp 10-14 ; www.onera.fr/congres/jso2002bt/pdfs/Vardelle.pdf*
11. C. Moreau, "Towards a Better Control of Thermal Spray Processes", *Thermal Spray: Meeting the Challenges of the 21st Century*, ed. C. Coddet, *Proceedings of 15th International Thermal Spray Conference, Nice, France, 25-29 May 1998*, ASM International, pp.1681-1693
12. 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 doctorat de l'Université de Limoges, n° d'ordre 37-1995, 6 novembre 1995
13. J.F. Brillhac, Contribution à l'étude statique et dynamique de torches plasma stabilisées par vortex, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 1993
14. D. Rigot, Contribution à l'étude de l'érosion des électrodes de torches à plasma d'arc pour la projection par suivi en ligne des signaux de tension et de son, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 24 novembre 2003

15. C. Baudry, Contribution à la modélisation instationnaire et tridimensionnelle du comportement dynamique de l'arc dans une torche de projection plasma, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, 24 novembre 2003
16. X. Sun, J. Heberlein, Fluid Dynamic Effects on Plasma Torch Anode Erosion, Thermal Spray 2003 : Advancing the Science and Applying the Technology, (ED.) C. Moreau and B. Marple, (Pub.) ASM International, Materials Park, OH, USA, 2003, pp 1261-1267
17. P. Freton, J.J. Gonzalez, A. Gleizes, Comparison between a Two- and Three-dimensional Arc Plasma Configuration, J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 33, 2000, pp 2442-2452
18. H.P. Li, E. Pfender, X. Chen, Application of Steenbeck's Minimum Principle for Three-dimensional Modeling of DC Arc Plasma Torches, J. Phys. D : Appl. Phys., Vol. 36, 2003, pp 1084-1096
19. E. Pfender, J. Fincke, R. Spores, Entrainment of cold gas into thermal plasma jets, Plasma Chem. and Plasma Proc., 11 (4), 1991, pp 529-543
20. M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, K. I. Li, B. Dussoubs, N.J. Themelis, Controlling particle injection in plasma spraying, J. of Thermal Spray Technology, 10 (2), 2001, pp 267-284
21. 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
22. A. Vardelle, Étude 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 ès Sciences Physiques, Université de Limoges, n° d'ordre 29-87 (1987)
23. E. Pfender, Proc. Of a Workshop on Thermal Plasma Systems, New Hampshire, (Ed.) T.L. Eddy and J. Heberlein, 1986
24. A.M. Gomes, Étude des écarts à l'équilibre thermodynamique local complet dans un arc d'argon à la pression atmosphérique, Thèse d'état, Université Paul Sabatier, Toulouse, 1978
25. Y.C. Lee, Modeling Work in Thermal Plasma Processing, Ph. D. Thesis, University of Minnesota, Minneapolis, Minnesota, USA, juillet 1984
26. E. Pfender, Particle Behavior in Thermal Plasma, Plasma Chem. and Plasma Proc., 9 (1), 1989, pp 167S-194S
27. E. Bourdin, P. Fauchais, A. Vardelle, Revue Générale de Thermique, 253 (1983), pp 47-69
28. M.I. Boulos, P. Fauchais and E. Pfender : Thermal Plasmas, Fundamentals and Applications, vol. 1, Plenum Press, New York, (1995)
29. X. Chen, E. Pfender : Effect of the Knudsen Number on Heat Transfer to a Particle Immersed into a Thermal Plasma, Plasma Chem. and Plasma Proc., 3 (1), (1983), pp 97-114
30. J.F. Sacadura : Initiation aux transferts thermiques, Tech. Et Doc., (ed.) Lavoisier, (1993)
31. M.R. Maxey, J.J. Riley, Phys. Fluids, 26 (1983), pp 883-889

32. A. Vardelle, P. Fauchais, B. Dussoubs and N.J. Themelis : Heat Generation and Particle Injection in a Thermal Plasma Torch, *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, 18 (4), (1998), pp 551-578
33. Fincke, J.R. and R.L. Williamson, C.H. Chang: Plasma spraying of functionally graded materials: measured and simulated results, *Surface engineering via applied research. ASM thermal spray society* (2000), pp.141-148.
34. N. Branland, Projection par plasma de dépôts de dioxyde de titane : contribution à l'étude de leurs microstructures et propriétés électriques, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges et de l'Université de Sherbrooke (Canada), 2002
35. H. Zhang, Modeling of Evaporation and Oxidation Phenomena in Plasma Spraying of Metal Powders, Ph. D. Thesis, Department of Earth and Environmental Engineering, Columbia University, USA, août 1998
36. J.F. Harper, D.W. Moore, The motion of a spherical liquid drop at high Reynolds number, *J. Fluid Mech.*, Vol. 32, 1968, pp. 367-379] [S. Prakash, W.A. Sirignano, Liquid Fuel Droplet Heating with Internal Circulation, *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 21, 1978, pp. 885-895
37. G. Espié, Oxydation de particules de fer dans un plasma d'arc Ar-H₂; Influence sur les propriétés du dépôt, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, novembre 2000
38. R. A. Neiser, M. F. Smith, R. C. Dykhuizen, Oxidation in Wire HVOF-sprayer steel, *J. of Thermal Spray Technology*, 7 (4), pp537-545, 1998
39. P. Fauchais, M. Vardelle, A. Vardelle, L. Bianchi, A.C. Leger, Parameters Controlling the Generation and Properties of Plasma-sprayed Zirconia Coatings, *Plasma Chem. And Plasma Proc.*, 16 (1), 1996, pp 99S-126S
40. 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, Singapour, pp 715-721
41. 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, (ed.) C.C. Berndt, USA, 2001, pp 715-721
42. J.H. Park, J. Heberlein, E. Pfender, Y.C. Lau, J. Ruud, H.P. Wang, Particle Behavior in a Fluctuating Plasma Jet, *Annals New York Academy of Sciences*, pp417-424
43. P Proulx, J. Mostaghimi, M.I. Boulos, Loading and Radiation Effects on Plasma Jet Modeling, *J. of Phys.*, Suppl. C5, 1990, p 263
44. A. Vardelle, M. Vardelle, P. Fauchais, P. Proulx, M.I. Boulos, Loading Effect by Oxide Powders in DC Plasma Jets, *Proc. Of the International Thermal Spray Conference*, Orlando, Florida, USA, 28 May – 5 June, 1992, pp 543-547
45. J.M. Bauchire, Modélisation numérique d'une torche de projection à plasma : influence de la géométrie et de la turbulence sur les propriétés du plasma, Thèse de Doctorat de l'Université de Toulouse, n° d'ordre 2830, 1998
46. C.T. Crowe, M.P. Sharma, D.E. Stock, The Particle Source in Cell (PSI-Cell) Model for Gas-Droplet Flows, *ASME J. of Fluids Engineering*, 99, 1977, p 325
47. S. Fantassi, M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, *Journal of High Temperature Chemical Processes*, n° 3, Vol. 1, 1992

48. A. Vardelle, C. Moreau, P. Fauchais, The Dynamics of Deposit Formation in Thermal Spray Processes, MRS Bulletin, july 2000, pp 32-37
49. 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 Thermal Spray 2001, New surface for a new millenium, (eds.) C.C. Berndt, K.A. Khor and E.F. Lugscheider, (pub.) ASM Int. Materials Park, OH, USA, 2001, pp 805-812
50. M. Fukumoto, S. Masahiro, K. Hiroshi, Y. Toshiaky, 3-Dimensional Transition Map of Flattening Behaviour in Thermal Spray Process, ISPC 16, Taormina, Sicile, juin 2003
51. S.Sampath, X.Jiang. Splat formation and microstructure development during plasma spraying: Deposition temperature effects. Materials Science and Engineering A. Vol 304-306, 2001, pp. 144-150
52. X. Jiang, J. Matejicek, A. Kulkarni, H. Herman, S. Sampath, D. Gilmore, R. Neiser, Thermal spray: Surface Engineering via Applied Research, (ASM International, Materials Park, OH, 2000, p57
53. J. Madejski, Solidification of droplets on a cold surface, Int. Journal of Heat Mass Transfer, 19, Vol. 9, 1976, pp. 1009-1013
54. C. Escure, Etude de l'impact de gouttes d'alumine sur une cible chaude ou un film d'alumine liquide, Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, n° d'ordre 55-2000, 17 novembre 2000
55. R. Fielder, J. Naber, in Proc. Combustion Institute Spring Tecnical Meeting on Combustion Fundamentals and Applications, 1989, pp. 269- 282
56. T. Bennet, D. Poulikalos, J. Mater. Sci., 28, 1993,p961
57. G. Trapaga, J. Szekely, Metal. Trans., B22, 1991, p901
58. M. Pasandideh-Fard et al., Deposition of Tin Droplets on a Steel Plate: Simulations and Experiments, Int. Journal of Heat Mass Transfer, 1998, 41, pp 2929-2945
59. F. Monerie-Moulin, Contribution à l'étude des flux thermiques imposés en projection plasma au substrat et au dépôt et à leur influence sur les propriétés du dépôt, Thèse de l'Université de Limoges, n° d'ordre 59-1993, décembre 1993
60. D. Lapierre, R.J. Kearney, M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, Effect of a Substrate on the Temperature Distribution in an Ar-H₂ Thermal Plasma Jet, Plasma Chem. and Plasma Proc., 14 (4), 1994, pp 407-423
61. R. Bolot, C. Coddet, M. Imbert, V. Monin, Mathematical Modeling of Plasma Jet Impinging on a Flat Substructure, Proceedings of the 15th International Thermal Spray Conference, 25-29 May 1998, Nice, France, pp 439-444
62. G. Chambon, Contribution à l'étude des flux thermiques en projection plasma et refroidissement cryogénique, thèse de l'Université de Limoges, France, 1996, n° d'ordre 49-96
63. R. Bolot, M. Imbert, C. Coddet, 3-D Transient Modeling of the Substrate Temperature Evolution During the Coating Elaboration, Proceedings of the International Thermal Spray Conference, 4-6 mars 2002, pp 979-984
64. J.W. McKelliget, G. Trapaga, E. Gutierrez-Miravete, M. Cybulsky, An Integreted Mathematical Model of the Plasma Spraying Process, in Thermal Spray: Meeting the

- challenges of the 21st century, Proceedings of the 15th Int. Thermal Spray Conference, Nice, France, (Ed.) C. Coddet, ASM, OH, 1998, pp 335-340
65. P. Nylen, Prediction of Fluid Flow, Particle In-flight and Coating Characteristics in Atmospheric Plasma Spraying, thèse de l'Université Technologique de Chalmers, 1999
 66. www.inel.gov/env-energyscience/materials/thermalplasma.shtml
 67. www.fluent.com
 68. www.cd-adapco.com
 69. www.simulog.fr
 70. www.fluent.com/software/index
 71. www.cham.co.uk/website/new/phoenic2.htm
 72. C.H. Chang, J.D. Ramshaw, Numerical Simulation of Nonequilibrium Effects in Argon Plasma Jet, Phys. Plasma, Vol. 1, 11, 1994, pp 3698-3708] [V.M. Lelevkin, D.K. Ortoraev, D.C. Schram, Physics of Non Equilibrium Plasmas, North-Holland, Amsterdam, 1992
 73. C. Delalondre, Modélisation aérothermodynamique d'arcs électriques à forte intensité avec prise en compte du déséquilibre thermodynamique local et du transfert thermique à la cathode, Thèse de Doctorat de l'Université de Rouen, 1990
 74. L. Klinger, Simulation numérique 3-D d'une torche à plasma par une méthode de volumes finis, thèse de l'Ecole Polytechnique de Lausanne, Suisse, n° d'ordre 2678, 2002
 75. Y.P. Chyou, E. Pfender, Modelling of plasma jets with superimposed vortex flow, Plasma Chemistry Plasma Processing 9 n°2, 1989, pp. 291-328
 76. R. Bolot, M. Imbert, C. Coddet, Mathematical Modeling of a Free Plasma Jet Discharging into Air and Comparison with Probe Measurements, Thermal Spay: A United Forum for Scientific and Technological Advances, C.C. Berndt (Ed;), ASM Int., Materials Park, OH, USA, 1997, pp 549-555
 77. R. Bolot, V. Monin, M. Imbert, C. Coddet, Mathematical Modeling of a Plasma Jet Impinging on a Flat Surface, Thermal Spay: Meeting the Challenges of the 21th Century, C.C. Berndt (Ed;), ASM Int., Materials Park, OH, USA, 1998, pp 439-444
 78. P. Proulx, Modélisation mathématique des écoulements plasma-particules, Thèse de doctorat en Génie Chimique, Université de Sherbrooke, Canada, 1987
 79. R.L. Williamson, J.R. Fincke, C.H. Chang, A Computational Examination of the Sources of Statistical Variance in Particle Parameters During Thermal Plasma Spraying, Plasma Chem. And Plasma Proc., Vol. 20, 3, 2000, pp 299-324
 80. Y.P. Wan, J.R. Fincke, S. Sampath, V. Prasad, H. Herman, Modeling and Experimental Observation of Evaporation from Oxidizing Molybdenum Particles Entrained in a Thermal Plasma Jet, Int. J. of Heat and Mass Transfer, Vol. 45, 2002, pp 1007-1015
 81. H. Xiong, L.L. Zheng, S. Sampath, J. Fincke, R. Williamson, Three-dimensional Simulation of Plasma Spray Jet, Proc. of ASME Summer Heat Transfer Conference, 2003
 82. C.H. Chang, J.D. Ramshaw, Numerical Simulation of Nonequilibrium Effects in Argon Plasma Jet, Phys. Plasma, Vol. 1, 11, 1994, pp 3698-3708

83. C.H. Chang, J.D. Ramshaw, Modeling of Nonequilibrium Effects in a High-velocity Nitrogen-Hydrogen Plasma Jet, *Plasma Chem. And Plasma Proc.*, Vol. 16, 1, 1996 (supplement), pp 5S-17S
84. H.P. Li, X. Chen, Three-dimensional Simulation of a Plasma Jet with Transverse Particle and Carrier Gas Injection, *Thin Solid Films*, 390, 2001, pp 175-180
85. A. Boussagol, P. Nylen, A Comparative Study Between Two Different Process Models of Atmospheric Plasma, *ITSC 2002*
86. T. Zhang, D.T. Gawne, B. Liu, Computer Modeling of the Influence of Process Parameters on the Heating and Acceleration of Particles During Plasma Spraying, *Surface and Coatings Technology*, Vol. 132, 2000, pp 233-243
87. B. Liu, T. Zhang, D.T. Gawne, Computational Analysis of the Influence of Process Parameters on the Flow Field of a Plasma Jet, *Surface and Coatings Technology*, 132, 2000, pp 202-216
88. I. Ahmed, T.L. Bergman, Three-dimensional Simulation of Thermal Spraying of Partially Molten Ceramic Agglomerates, *J. of Thermal Spray Technology*, Vol. 9, 2, 2000, pp 215-224
89. X. Chen, Y.P. Chyou, Y.C. Lee, E. Pfender, Heat Transfer to a Particle under Plasma Conditions with Vapor Contamination from the Particle, *Plasma Chem. And Plasma Proc.*, Vol. 5, 2, 1985, pp. 119-130
90. C.W. Chang, Szekzly, Plasma Applications in Metals Processing, *J. Metals*, Vol. 34, 2, 1982, pp. 57-65
91. P. Eichert, C. Coddet, M. Imbert, On the Modeling Approach of DC Arc Plasma Flows by Implementation of the CFD Phoenix Code, *Thermal Spray: Practical Solutions for Engineering Problems*, C.C. Berndt (Ed;), ASM Int., Materials Park, OH, USA, 1996, pp 563-568
92. M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, M.I. Boulos, Plasma Particle Momentum and Heat Transfer : Modeling and Measurements, *Am. Inst. Chem. Eng. J.*, Vol 29, 1983, pp. 236-243
93. G. Mariaux, P. Fauchais, A. Vardelle, B. Pateyron, Modeling of the Plasma Spray Process : From Powder Injection to Coatong Formation, *High Temp. Material Processes*, 5, 2001, pp 61-85
94. J.H. Park, J. Heberlein, E. Pfender, Y.C. Lau, J. Ruud, H.P. Wang, Particle Behavior in a Fluctuating Plasma Jet, 2nd Int. Symposium on Heat and Mass Transfer under Plasma Conditions, Antalya, Turkey, 1999
95. P. Eichert, C. Coddet, M. Imbert, On the Modeling Approach of DC Arc Plasma Flows by Implementation of the CFD Phoenix Code, *Thermal Spray: Practical Solutions for Engineering Problems*, C.C. Berndt (Ed;), ASM Int., Materials Park, OH, USA, 1996, pp 563-568
96. K. Remesh, Thèse de doctorat de l'Université de Singapour, 2001
97. J.D. Ramshaw, C.H. Chang, Computational Fluid Dynamics Modeling of Multicomponent Thermal Plasmas, *Plasma Chem. And Plasma Proc.*, Vol. 12, 3, 1992, pp 299-325

98. J.H. Park, E. Pfender, C. Chang, Reduction of Chemical Reactions in Nitrogen and Nitrogen-Hydrogen Plasma Jets Flowing into Atmospheric Air, *Plasma Chem. And Plasma Proc.*, Vol. 20, 2, 2000, pp 165-181
99. W.L. Oberkampf, M. Talpallikar, Analysis of High-velocity Oxygen-fuel (HVOF) Thermal Spray Torch Part 1: Numerical Formulation, *J. of Thermal Spray Technology*, Vol. 5, 1, 1996, pp 53-61
100. W.L. Oberkampf, M. Talpallikar, Analysis of High-velocity Oxygen-fuel (HVOF) Thermal Spray Torch Part 2: Computational Results, *J. of Thermal Spray Technology*, Vol. 5, 1, 1996, pp 62-68
101. A.R. Lopez, B. Hassan, W.L. Oberkampf, R.A. Neiser, T.J. Roemer, Computational Fluid Dynamics Analysis of a Wire-feed, High-velocity Oxygen Fuel (HVOF) Thermal Spray Torch, *Proc. Of the 9th National Thermal Spray Conferenc*, October 7-11, Cincinnati, OH, USA, (Ed.) C.C. Berndt, (Pub.) ASM International, 1996, pp 531-540
102. J. McBride, M.A. Reno, S. Gordon, CET93 and CETPC, An Interim Updated Version of the NASA Lewis Computer Program for Calculating Complex Chemical Equilibria with Applications, NASA Tech. Memo. 4557, 1994
103. N.J. Themelis, *Transport and Chemical Rates Phenomena*, (Pub.) Gordon and Breach, 1995
104. A.B. Murphy, Diffusion in Equilibrium Mixtures of Ionized Gases, *Phys. Rev. E.*, 48, 1993, pp 3594-3603
105. V. Rat, P. André, J. Aubreton, M.F. Elchinger, P. Fauchais, D. Vacher, Transport Coefficients in a Two-temperature Argon Plasma, *J. Phys. D. : Appl. Physics*, 35, 2002, pp 981-991
106. J.M. Bauchire, J.J. Gonzalez, A. Gleizes, Modeling of a DC Plasma Torch in Laminar and Turbulent Flow, *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, Vol. 17, 4, 1997, pp 409-432
107. A.H. Dilawari, J. Szekely, R. Westhof, A Comparison of Experimental Measurements and Theoretical Predictions Regarding the Behavior of a Turbulent Argon Plasma Jet Discharging into Air, *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, Vol. 10, 4, 1990, pp 501-513
108. C. Yap, *Turbulent Heat and Momentum Transfer in Recirculating and Impinging Flows*, Thèse de doctorat de l'Université de Manchester, 1987
109. Y.S. Chen, S.W. Kim, Computation of Turbulent Flows Using an Extended k- ϵ Turbulence Closure Model, NASA, CR-179204, 1987
110. R. Bolot, M. Imbert, C. Coddet, On the Use of a Low-Reynolds Extension to the Chen-Kim k- ϵ Model to Predict Thermal Exchanges in the Case of an Impinging Plasma Jet, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, 44, 2001, pp 1095-1106
111. P.C. Huang, J. Heberlein, E. Pfender, A Two-fluid Model of Turbulence for a Thermal Plasma Jet, *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, Vol. 15, 1, 1995, pp 25-46
112. K. Remesh, S.C.M. Yu, H.W. Ng, Y.C. Lam, C.C. Berndt, Effects of Carrier Gas Flow on Particle In-flight Characteristics During the Plasma Spray Process with External Injection, *Proc. Of the 35th National Heat Transfer Conference*, June 10-12, 2001, Anaheim, CA, USA
113. E. Lugscheider, N. Papenfuß-Janzen, Simulation of the Influence of Spray Parameters on Particle Properties in APS, *Proc. of ITSC 2002*

114. 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 de plasma, Thèse de Doctorat de l'Université des Sciences et Techniques du Languedoc, n° CNRS A.O. 8262, 1973
115. E. Bourdin, P. Fauchais, M.I. Boulos, Transient Heat Conduction Under Plasma Conditions, *Int. J. of Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, 4, 1983, pp 567-582
116. P. Humbert, Mise au point d'une installation pilote de purification du silicium par plasma thermique inductif et modélisation des phénomènes de transfert de matière et de chaleur plasma-particule, Thèse de Doctorat de l'Université Pierre et Marie Curie, 1991
117. 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, *Heat Transfer in Thermal Plasma Processing*, Vol. 161, ASME, 1991, pp 145-149
118. E. Pfender, Y.C. Lee, Particle Dynamics and Particle Heat and Mass Transfer in Thermal Plasmas. Part 1: The Motion of a Single Particle Without Thermal Effects, *Plasma Chem. And Plasma Proc.*, Vol. 5, 3, 1985, pp 211-237
119. J.A. Lewis, W.H. Gauvin, Motion of Particles Entrained in a Plasma Jet, *AIChE J.*, Vol 19, 5, 1973, pp 982-990
120. 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.*, Vol. 5, 3 1985, pp 391-409
121. Vardelle M., Vardelle A., Fauchais P., Boulos M.I., Plasma-particle momentum and heat transfer : modeling and measurements, *J. AIChE* 29 n°2, 1983, pp. 236-243
122. A. Douce, I. Flour, Numerical Study on Iron Particles Behaviour Injected in an Argon Plasma From an Electric Transferred Arc, rapport de DEA, EDF, 1995
123. W.E. Ranz, W.R. Marshall, Evaporation from Drops, Part II ,*Chem. Eng. Prog.*, Vol. 48, 1952, pp. 173-180
124. J.K. Fiszdon, J. Lesinski, Accélération et fusion des grains dans in jet de plasma d'argon-hydrogène, *Int. Round Table on Study and Applications of Transport Phenomena in Thermal Plasmas*, Odeillo, France, 12-16 septembre, 1975
125. X. Chen, E. Pfender, Unsteady Heating and Radiation Effects on Small Particles in a Thermal Plasma, , *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, Vol. 2, 3, 1982, p 293
126. V.V. Sobolev, J.M. Guilmany, A.J. Mart, In-flight Behavior of Steel Particles During Plasma Spraying, *J. of Materials Processing Technology*, Vol. 87, 1999, pp 37-45
127. R. Westhoff, G. Trapaga, J. Szekeley, Plasma particle interactions in plasma spraying system, *Metallurgical Transactions B* 23B, 1992, pp. 683-693
128. C.K. Law, Recent Advances in Droplet Vaporization and Combustion, *Prog. Energy Combust. Sci.*, 8, 1982, pp 171-201
129. V. Hurevich, A. Gusarov, I. Smurov, Simulation of Coating Profile Under Plasma Spraying Conditions, *ITSC 2002*
130. D. Kolman, K. Volenik, Modeling of Oxidation During Plasma Spraying of Iron Particles, *Plasma Chem. and Plasma Proc.*, Vol. 22, 3, 2002, pp 437-451

131. E. Gutierrez-Miravete, E.J. Lavernia, G.M. Trapaga, J. Szekely, N.J. Grant, A Mathematical Model of the Spray Deposition Process, *Metal. Trans.*, Vol. 20A, 1989, pp 71-83
132. H. Fukanuma, A. Ohmori, Behavior of Molten Droplets Impinging on a Flat Surfaces, *Proc. of the 7th National Thermal Spray Conference*, June 20-24, Boston, MA, USA, 1994, pp 563-568]
133. Y.H. Su, C.Y.A. Tsao, Modeling of Solidification of Molten Metal Droplet During Atomization, *Metallurgical and Materials Trans.*, Vol. 28B, 1997, pp 1249-1255
134. C. Moreau, P. Cielo, M. Lamontagne, S. Dallaire, M. Vardelle, Impacting particle temperature monitoring during plasma spray deposition, *Meas. Sci. Technol.* 1 (1990) p. 807-814
135. C. Moreau, P. Gougeon and M. Lamontagne *J. of Thermal Spray Technology* 4 (1995) p. 25.
136. P. Gougeon and C. Moreau in *Thermal Spray : A United Forum for Scientific and Technological Advances*, edited by C.C. Berndt, (ASM International, OH, USA, 1997) p.619.
137. M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais and C. Moreau, Pyrometer system for monitoring the particle impact on a substrate during a plasma spray process, *Meas. Sci. Technol.* 3 (1994) p. 205-212
138. A.C. Leger, M. Vardelle, A. Vardelle, P. Fauchais, S. Sampath, C.C. Berndt and H. Herman, in *Thermal Spray : Practical Solutions for Engineering Problems*, edited by C.C. Berndt, (ASM International, OH, USA 1996) p. 623.
139. H. Liu, E.J. Lavernia and R.H. Rangel, *J. Phys. D. Appl. Phys.* 26 (1993) p. 1900.
140. M. Pasendideh-Fard and J. Mostaghimi in *Proc. of The 7th National Thermal Spray Conference*, (ASM, 1994, Boston) p. 405.
141. M. Bertagnoli, M. Marchese and G. Jaccuci, I. Doltsinis and S. Noelting, *J. Comp. Phys* 133 (1997) p. 205
142. G. Montavon, Z.G. Feng, C. Coddet, Z.Q. Feng and M. Domaszewski, in *Thermal Spray : A United Forum for Scientific and Technological Advances*, edited by C.C. Berndt, (ASM International, OH, USA, 1997) p. 627.
143. M. Bussmann, S.D. Aziz, S. Chandra and J. Mostaghimi in *Thermal Spray : Meeting the Challenges of the 21st Century*, edited by C. Coddet, (ASM International, OH, USA, 1998), p. 413.
144. A. Haddadi, thèse de l'Université de Limoges, 22 juillet 1998
145. J. Mostaghimi, S. Chandra, R. Ghafouri-Azar, A. Dolatabadi, *Surface and Coatings Technology*, Vol. 163, 2003, pp 1-11
146. *L'arc électrique*, dirigé par Serge Vacquié, édition Eyrolles, 2000
147. Vardelle A., Zhang H., Themelis N.J., Modeling of In-flight Oxidation and Evaporation of Plasma-sprayed Iron Particles, *Proceedings of the 15th International Symposium on Plasma Chemistry*; 2001, pp 311-318
148. J. Padet, *fluides en écoulement*, Masson éditeur, Paris, 1990].

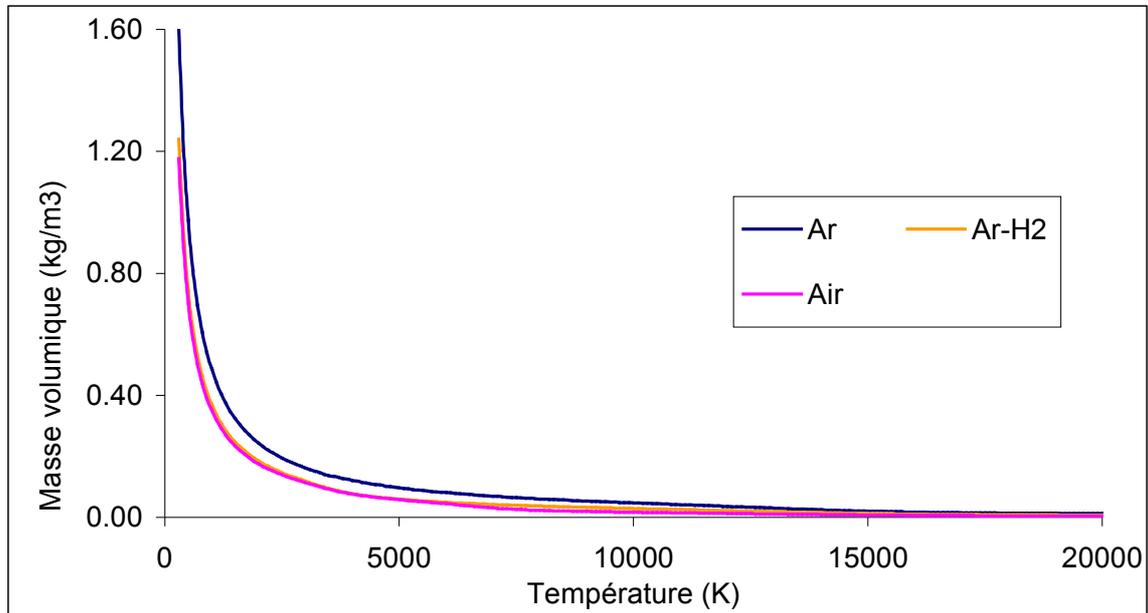
149. P.L. Violette, mécanique des fluides à masse volumique variable, Presses de l'école nationale des ponts et chaussées, 1997
150. <http://staffweb.cms.gre.ac.uk/~ct02/research/thesis/node54.html>
151. B. E. Launder and D. B. Spalding, 'The Numerical Computation of Turbulent Flows', *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, **3**, 269-289 (1974)
152. C. Candel, mécanique des fluides, Dunod université, 1990
153. manuel théorique ESTET 3.1, 2000
154. R. Schiestel, modélisation et simulation des écoulements turbulents, traité des nouvelles technologies, Hermès, 1993
155. S.V. Patankar, Numerical heat transfer and fluid flow, Hemisphere Publishing Corp., Mc Graw Hill, 1980
156. Manuel utilisateur ESTET 3.4, 2002
157. C.R. Wilke, A viscosity equation for gas mixtures, *J. of Chemical Physics*, 18 (4), p517-519, 1950
158. E.A. Mason, S.C. Saxena, Approximate formula for the thermal conductivity of gas mixtures, *The Physics of Fluids*, 1 (5), p361-369, 1958
159. J. Aubreton, P. Fauchais, Influence des potentiels d'interaction sur les propriétés de transport des plasmas thermiques: exemples d'application le plasma argon hydrogène à la pression atmosphérique, *Rev. Phys. Appl.*, 18, 1983, pp 51-66
160. Dussoubs B., Vardelle A., Mariaux G., Themelis N.J., Fauchais P., Modeling of Plasma Spraying of Two Powders, *J. of Thermal Spray* 10 (1) (2001), pp. 105-110.
161. Eichert P., Etude de l'écoulement gazeux au sein et à l'extérieur d'une torche de projection à plasma d'arc soufflé à l'aide du code PHOENIX TM, Ph.D. thesis, University of Besançon, France, 1996.
162. Dorier J.L., Gindrat M., Hollenstein C., Salito A., Loch M., Barbezat G., Time-resolve imaging of anodic arc root behaviour during fluctuations of a DC plasma spraying torch, *IEEE Transactions on plasma science* 29 n° 3 (2001), pp. 494-501
163. A. Vardelle, M. Vardelle, P. Fauchais, P. Proulx, M.I. Boulos, Loading effect by oxide powders in DC plasma jets, *Proceedings of 5th National Thermal Spray Conference*, Orlando, FL, USA, 543-547, 1992
164. G.T. Csanady, Turbulent diffusion of heavy particles in the atmosphere, *J. of Atmospheric Science*, 20, 201-208, 1963]
165. J.P. Minier, O. Simonin, Approche numérique des séparateurs cyclone, Rapport EDF HE 44/92.02, Laboratoire National d'Hydraulique, 6 quai Watier, 78400 Chatou, France (1992)]
166. S.B. Pope, PDF methods for turbulent reactive flows, *Prog. Energy Combustion Sciences*, 11, 119-192, 1985
167. M. Vardelle, C. Trassy, A. vardelle, P. Fauchais, Experimental investigation of powder vaporization in thermal plasma jet, *PCPP*, 11 (2), pp 185-200, 1991
168. K.I. Li, Contribution to the study of particle injection and vaporization in D.C. plasma spray jets, PhD thesis, Univeristé de Limoges, France, 1998

169. T&Twinner, ADEP- Banque de données de l'Université et du CNRS, (ed.) Direction des Bibliothèques des Musées et de L'Information Scientifique et Technique, 2001, <http://ttwinner.free.fr/acceuil.htm>
170. Planche M.P., Fauchais P., Coudert J.F. and al., Proceedings of the 7th National Spray Conference, (ed.) C.C. Berndt and S. Sampath, (Pub.) ASM int. OH-USA, 1994, pp. 349-53.
171. Betoule O., Relationships between the distributions of particle velocity and temperature and coating properties, Ph.D. thesis, University of Limoges, France, 1994.
172. M.Rahmane, G. Soucy, M.I.Boulos, Analysis of the enthalpy probe technique for thermal plasma diagnostics, Review of Scientific Instruments, vol 64, n°1, (1995), pp 56-62
173. www.oseir.com
174. J. Vattulainen, E. Hämäläinen, R. Hernberg, P. Vuoristo, T. Mäntylä, Journal of Thermal Spray Technology, 10 (1), 2001, pp. 94-104
175. E. Hämäläinen, J. Vattulainen, T. Alahautala, R. Hernberg, P. Vuoristo, T. Mäntylä, in Thermal Spray Surface Engineering via Applied Research, (ed.) C.C. Berndt, (Pub.) ASM Int. Materials Park, OH, USA, 2000, pp. 79-83
176. P. Vuoristo, S. Ahmaniemi, S. Nuutinen, T. Mäntylä, E. Hämäläinen, in Thermal Spray 2001: New Surfaces for a New Millennium, (ed.) C.C. Berndt, K.A. Khor, and E.F. Lugscheider, (Pub.) ASM Int. Materials Park, OH, USA, 2001, pp. 727-736
177. www.tecnar-automation/fr/dpv-f-e.html
178. A. TRICOIRE, E. LEGROS, A. VARDELLE, S. AHMANIEMI, P. VUORISTO, T. MÄNTYLÄ, "On line monitoring assisted spray process – Optimization of thermal barrier coatings", - International Thermal Spray Conference & Exposition ITSC2003, 5-8 mai 2003, Orlando, U.S.A., pp. 1213-1220.
179. K. Klager, The interaction of the efflux of solid propellants with nozzle materials, Propellants and Explosives, 2, 1977, pp. 55-63
180. K.K. Kuo, S.T. Keswani, A comprehensive theoretical model for carbon-carbon composite nozzle recession, Combustion Science and Technology, **42**, 1985, pp. 145-164
181. S.T. Keswani, E. Andiroglu, J.D. Campbell, K.K. Kuo, Recession behavior of graphitic nozzles in simulated rocket motors, Journal of Spacecraft and Rockets, **22**, 1985, pp. 396-397
182. S.T. Keswani, K.K. Kuo, Validation of an aerothermochemical model for graphite nozzle recession and heat transfer process, Combustion Science and Technology, vol. **47**, 1986, pp. 177-192
183. S. Bansard, E. Legros, G. Mariaux, M. Vardelle et A. Vardelle, "Double d.c. plasma torch system used for the simulation of composite material degradation in segmented solid rocket motors", 16th International Symposium on Plasma Chemistry ISPC16, 22-27 Juin, Taormina, Italie
184. S. Bansard, E. Legros, M. Vardelle, A. Vardelle et J.M. DEOCLEZIAN, "Experimental simulation of the degradation of composite material under the impact of liquid alumina particles in rocket motors", EURO THERM Seminar n° 69, Heat and Mass Transfer in Solid-Liquid Phase Change Processes, 25-27 Juin 2003, Bistra Castle, Slovénie

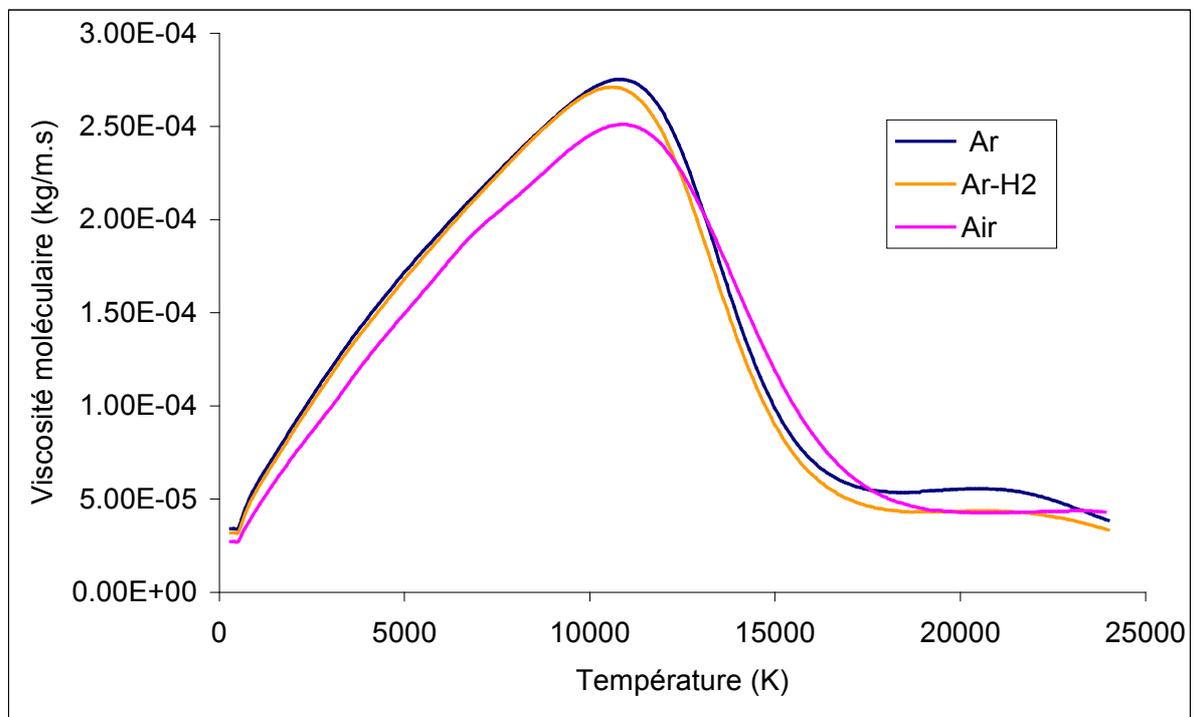
Annexes

Propriétés thermodynamiques et de transport des gaz utilisés

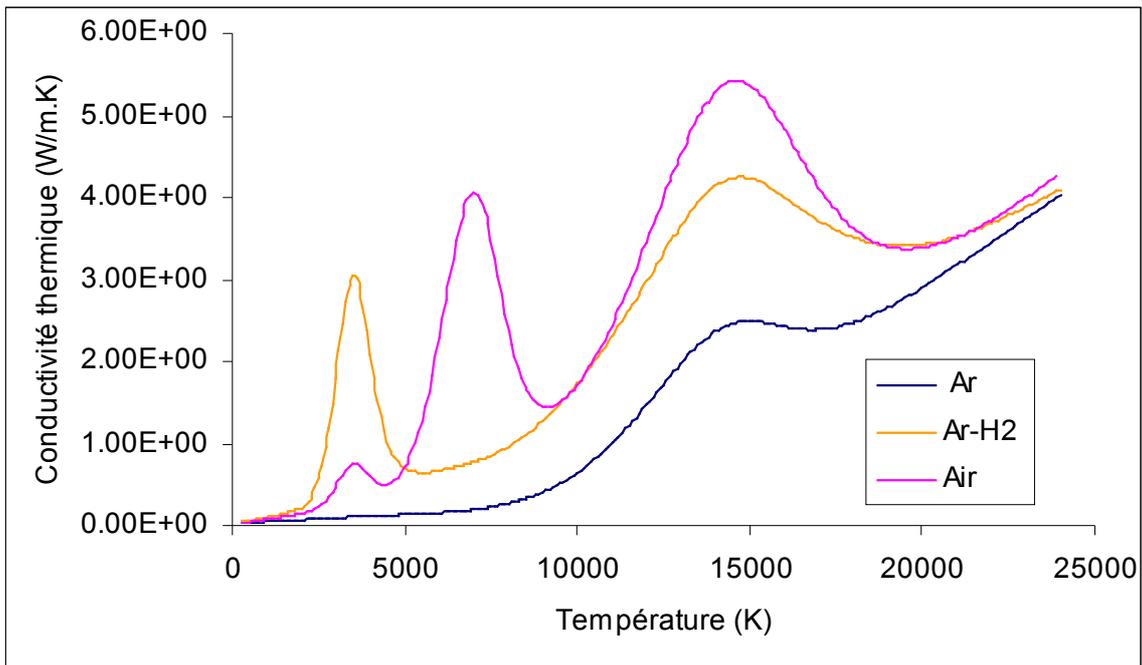
- Masse volumique des gaz Ar, Ar-H₂ (25 % H₂) et Air



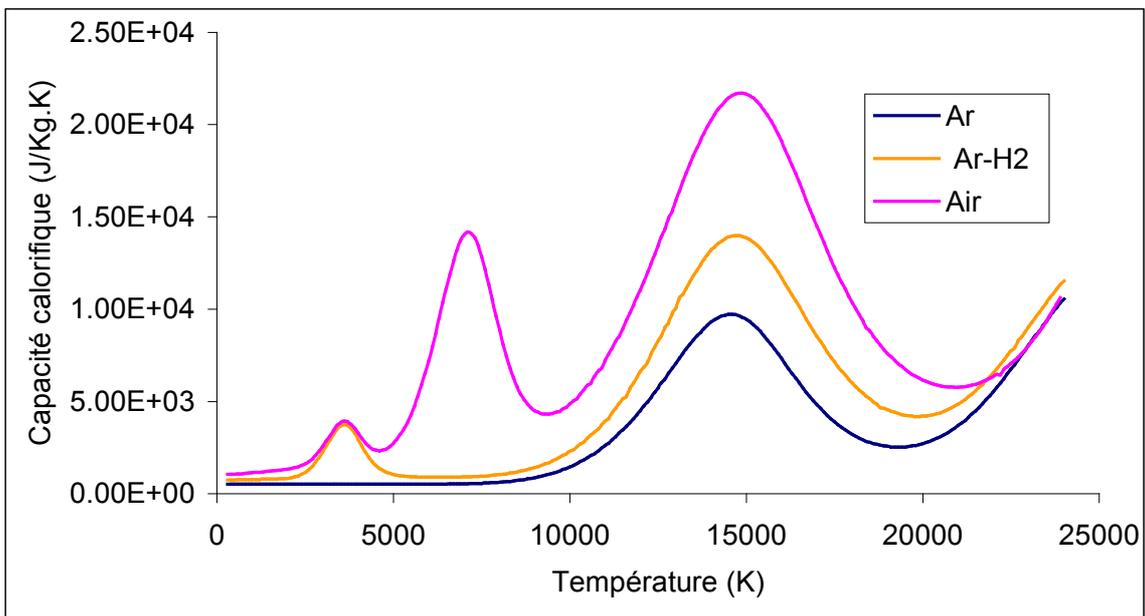
- Viscosité moléculaire des gaz Ar, Ar-H₂ (25 % H₂) et Air



- Conductivité thermique des gaz Ar, Ar-H₂ (25 % H₂) et Air



- Capacité calorifique des gaz Ar, Ar-H₂ (25 % H₂) et Air



Chauffage de la particule liquide et évaporation, évolution du diamètre de la particule

Au cours du temps, la quantité de liquide qui s'évapore peut être déterminée par l'équation suivante :

$$\dot{m} = \pi d_p^2 N_A M \quad (1)$$

où M est la masse molaire du matériau évaporé (kg/mol)

et N_A , flux molaire du matériau (mol/(s.m²)). Ce flux peut être exprimé par :

$$N_A = k_d (C_{A,g} - C_{A,p}) \quad (2)$$

où k_d est le coefficient de transport de masse (m/s)

$C_{A,g}$, la concentration du matériau dans le fluide ($C_{A,g}=0$, si l'on se place au-delà de la couche limite)

$C_{A,p}$, la concentration du matériau à la surface de la particule (mol/m³)

et d_p , le diamètre de la particule (m)

En considérant la loi des gaz parfaits : $Pv = nRT$ (3)

$$C_{A,p} = \frac{n}{v} = \frac{P_{vap}}{RT} \quad (4)$$

où T est la température du fluide et P_{vap} , la pression de vapeur saturante déterminée par la loi de Clausius-Clapeyron :

$$P_{vap} = P_{ref} \exp \left[\frac{L_{vap} M}{RT_{ref}} \left(\frac{T_{ref}}{T} - 1 \right) \right] \quad (5)$$

Le coefficient de transport de masse, k_d , est déterminé à partir du nombre de Sherwood qui compare le transfert de masse global au transfert de masse par diffusion :

$$Sh = \frac{k_d d_p}{D_{vap}} \quad (6)$$

avec D_{vap} la diffusivité de la vapeur dans le plasma (m²/s)

La quantité de liquide qui s'évapore devient alors :

$$\dot{m} = -\pi d_p^2 M \frac{Sh D_{vap} P_{vap}}{d_p RT} \quad (7)$$

D'autre part, la masse d'une particule peut s'exprimer par la relation suivante :

$$m_p = \rho_p v_p \quad (8)$$

où ρ_p est la masse volumique de la particule (kg/m³)
et v_p , son volume (m³)

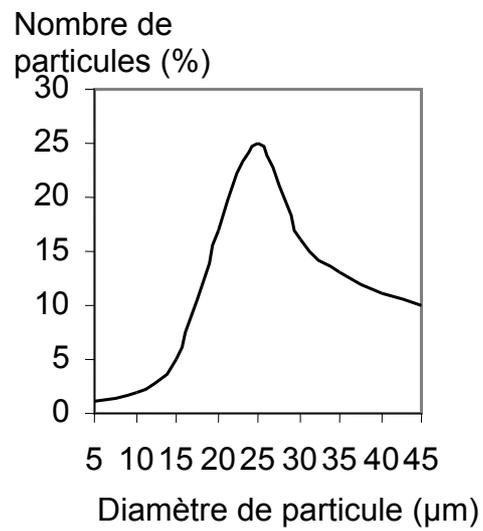
Il en découle donc que :

$$\dot{m} = \frac{1}{2} \pi \rho_p d_p^2 \frac{d(d_p)}{dt} \quad (9)$$

Les équations (7) et (9) permettent de déterminer l'évolution du diamètre de la particule :

$$\frac{d(d_p)}{dt} = \frac{-\pi d_p^2 M Sh D_{vap} P_{vap}}{3 m_p RT} \quad (10)$$

Granulométrie de la poudre d'alumine utilisée dans le cas du modèle transitoire



Contribution à la modélisation tridimensionnelle du procédé de projection par plasma et application à un dispositif à deux torches

Ce travail porte sur la modélisation tridimensionnelle et instationnaire du procédé de projection par plasma d'arc. Nous situons d'abord celui-ci parmi les autres procédés de projection thermique et détaillons les principaux phénomènes qui contrôlent le traitement de la poudre et la construction du dépôt. L'étude bibliographique fait, ensuite, l'état de l'art sur la modélisation de ce procédé et en dégage les points clés à retenir pour un modèle « réaliste ». Nous présentons alors le modèle développé et la chaîne logicielle ESTET 3.4 utilisée pour résoudre les équations du modèle. Puis, nous discutons l'influence des paramètres du modèle et des paramètres opératoires sur la modélisation du jet plasma s'écoulant dans l'air ambiant, le traitement des particules et la construction du dépôt. Enfin, nous appliquons ce modèle à une simulation d'un dispositif expérimental utilisant 2 torches à plasma destiné à tester la tenue d'un matériau composite à un flux de gouttelettes d'alumine.

Mots clés : projection plasma, modélisation tridimensionnelle, turbulence, écoulement, fluctuations de l'arc, transfert plasma-particules, construction du dépôt.

Contribution to the three-dimensional modeling of the plasma spraying process. Application to a plasma device integrating two d.c. plasma torches.

This work is devoted to the three-dimensional and time-dependent modeling of the plasma spray process. First, the various thermal spray technologies are described as well as the main phenomena that control the treatment of the powder and formation of the coating in plasma spraying. Then, a review of the models of this process proposed in the literature is presented. It makes it possible to determine the key points that have to be taken into account to develop a “realistic” model. After our model is set out as well as the main results we have obtained by using the code ESTET 3.4. These results deal with the effect of the parameters of the model and operating parameters on the plasma flow issuing in air, acceleration and heating of particles and coating formation. Lastly, the model is applied to the numerical study of an experimental device integrating two d.c. plasma torches and used to test the behaviour of a composite material subjected to a jet of alumina droplets.

Key words : plasma spraying, three-dimensional modeling, turbulence, plasma flow, arc fluctuations, plasma-particles transfer, coating formation.