République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

Université Yahia Fares de MÉDÉA



Faculté de Technologie
Département de Génie Mécanique

MEMOIRE DE FIN D'ETUDES

Pour l'obtention du diplôme de Master 2
Filière: Génie mécanique
Spécialités : Energétique

Etude numérique en 3D d'un écoulement lors de la projection thermique

Présenté par :

YKHLEF CHAOUCH FARES
SOUIHEL FAOUZI

Promoteur :

Dr. REBHI Redha
Dr.ALLICHE Mounir

Année universitaire: 2021-2022

Remerciements

Tout d'abord, nous remercions Dieu qui nous donne le courage et la patience de faire ce travail, malgré toutes les difficultés. Prière et salutations sur le maître de la création maître NA et notre bien-aimé Prophète "Muhammad" la paix soit sur lui, commençons par les enseignants. Notre promoteur, le Dr REBHI Redha et notre co-promoteur, le Dr ALLICHE Munir.

Donnez-nous une chance de travailler sur ce merveilleux sujet, et nous vous en remercions et l'apprécions.

Nous remercions également tous ceux qui nous ont amenés

Ou indirectement conseiller, soutenir et aider à la mise en œuvre de ce travail, en particulier à la fin une idée pleine de gratitude à tous les enseignants de la Faculté des sciences et de la technologie pour leurs efforts et leur coopération au cours de notre programme.

Dédicaces

Merci Allah; mon dieu de m'avoir donné la capacité d'écrire et de réfléchir, la patience d'aller jusqu'au bout du rêve.

J'ai le grand honneur de dédier ce modeste travail :

- À mes parents

Qui m'ont donné la possibilité d'arriver la ou je suis. Je souhaite que dieu leur octroie une longue vie.

- À mes chères sœurs et mes frères
- À mes familles
- À mes enseignants (e)
- À tous mes collègues et mes amies surtout mon binôme Faouzi.

FARES

Dédicaces

Toutes les lettres ne peuvent pas trouver les mots justes pour prendre une décision, en comptant pour exprimer ce qui doit être exprimé.

Je dédie ce travail à :

À ma chère mère pour tous ses sacrifices, l'amour, la tendresse, le soutien et les prières m'ont atteint dès la naissance, pendant mon enfance et même à l'âge adulte. Allah Tout-Puissant vous protège et vous donne la santé et une longue vie pleine de foi et de joie

Mes chers frères et sœurs et leurs familles pour leur exprimer mes sentiments sincères de fraternité et d'amour

Mon partenaire Faris et tous mes chers amis qui ont toujours été à mes côtés avec leur aide et leurs encouragements, je leur souhaite un avenir plein de succès et de bonheur.

FAOUZI

الملخص

الهدف من هذا العمل هو تقديم محاكاة لتدفق مضطرب لبلازما الارجون اثناء لرش الحراري RANS.
باستخدام طريقة
يتم اجراء تحليل تدفق بلازما RNG K- ε للحالة ثلاثية الابعاد في الوضع الثابت بوجود ركيزة .
الارجون باستخدام نقوم بدراسة تحليلية لتغيير بعض العوامل وتأثيرها على انتشار درجة الحرارة و السرعة على طول محور القذف وتأثيرها كذلك على الركيزة ، ونقوم مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع نتائج التجربة وتلك الموجودة في ادبيات البحث العلمي وتحت نفس الظروف من اجل التحقق من صحة هذا النموذج.

الكلمات المفتاحية : التدفق المضطرب، بلازما، ارجون، الرش الحراري، ثلاثية الابعاد، انتشار درجة الحرارة

Abstract

The objective of this work is to provide a simulation of the turbulent flow of argon plasma during thermal spraying using a RANS method. The analysis of the argon plasma flow is carried out using a three-dimensional state model in a stationary state with a substrate. We carry out an analytical study of the evolution of certain factors and their effect on the spread of temperature and velocity along the ejection axis and their effect on the substrate, the results obtained will be compared with the results of the experiment and those found in the scientific research literature and under the same conditions in order to verify the validity of this model.

Keywords : turbulent flow , plasma , argon , thermal spraying , three-dimensional , the spread of temperature

Résumé

L'objectif de ce travail est de fournir une simulation de l'écoulement turbulent du plasma d'argon lors de la projection thermique à l'aide d'une méthode RANS. L'analyse du flux de plasma d'argon est réalisée à l'aide d'un modèle d'état tridimensionnel dans un état stationnaire avec un substrat. Nous réalisons une étude analytique de l'évolution de certains facteurs et de leur effet sur l'étalement de la température et de la vitesse le long de l'axe d'éjection et de leur effet sur le substrat, les résultats obtenus seront comparés avec les résultats de l'expérience et ceux trouvés dans la littérature de recherche scientifique et dans les mêmes conditions afin de vérifier la validité de ce modèle.

Mots clés : l'écoulement turbulent , plasma , argon , projection thermique , tridimensionnel , l'étalement de la température

TABLE DES MATIÉRES

Tables des matières

Liste des Figures

Liste des Tableaux

Nomenclature

Introduction générale……...1

CHAPITRE I : GENERALITE ET SYNTHESE BIBLIOGRAPHIQUE

I.1 INTRODUCTION 3

I.2 Définitions de plasma.....3

I.3.Classification des plasmas.....4

I.3.1. Les plasmas chauds 5

I.3.2. Les plasmas thermiques (arc électrique).....5

I.3.3. Les plasmas non thermiques ou plasmas froids 5

I.4 Techniques de production des plasmas thermiques 5

I.4.1 Arcs soufflés 6

I.4.2 Arc libre.....7

I.5. Grandeurs caractéristiques d'un plasma.....8

I.5.1. Densités de charges et degré d'ionisation.....8

I.5.2. Température du plasma 8

I.5.3. Libre parcours moyen.....9

I.5.4. Longueur de Debye 9

I.5.5. Fréquence du plasma 10

I.6 Les applications du plasma.....10

I.7 La torche.....10

I.8 Projection thermique 13

I.8.1 Principe de la projection thermique 14

I.8.2 Différents procédés de projection thermique 15

I.8.2.1 La projection plasma 15

I.8.2.1.1 Pistolets plasma 16

I.8.2.1.2 La projection plasma atmosphérique (APS) 17
I.8.2.1.3 La projection plasma à pression réduite (LPPS) 18
I.8.3 Les gaz plasmagènes 19
I.8.4 Ecoulement du jet plasma 19
I.9 Conclusion 22

CHAPITRE II : FORMULATION MATHÉMATIQUE

II.1.Introduction 23
II.2.FORMULATION MATHEMATIQUE 23
II.2.1. Conservation de la masse ou équation de continuité [21] 24
II.2.2. Conservation de la quantité de mouvement 24
II.2.3. Équation de l'énergie Totale [22] 25
II.3. LA TURBULENCE II.3.1. Introduction 25
II.3.2.Modèles de turbulence 28
II.3.2.1. Hypothèses de Boussinesq 28
II.3.2.2. Modèle Algébrique: Hypothèse de longueur de mélange de Prandtl Pour le modèle algébrique, l'objectif est de définir la viscosité turbulente parune relation simple. En 1925, Prandtl modélise schématiquement l'agitation turbulente par ledéplacement en bloc de paquets de fluides sur une distance caractéristique *"l"*. 29
Modèle de premier ordre à une équation 30
Modèle de premier ordre à deux équations 30
II.3.2.3. Le modèle k-ε standard 31
A. Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente 31
B. Discrétisation des différents termes: 32
Le terme A et ε: 32
Le terme de production P_K : 32
Le terme de transfert T (transport ou diffusion) 33
II.3.2.4. Présentation du modèle SST-K-ω 35
II.3.2.5. Présentation RANS- RNG [28] 36
II.3.2.6. Présentation du modèle LES [30] 38
A. Modélisation des termes de sous-maille 40
B. Modèle de Smagorinsky 41
C. Modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly 42
D. Modèle WALE (Wall Adapting Local eddy-Viscosity Model) 42
E. Modèle dynamique de l'énergie cinétique de la sous-maille 43

II.4. MODELE PHYSIQUE 44
II.4.1. Cas de référence et maillage 3D: 44
II.4.2. Profiles de températures et vitesses à l'entrée 46

CHAPITRE III : Résultats et Discussion

III.1.INTRODUCTION.....49
III.2. Résultats pour le cas tridimensionnel: 49
III.2.1. Présentation du cas à étudier:.....49
III.2.2. Ecoulement 3D stationnaire en utilisant RNG.....49
Conclusion générale:.....65

Liste des figures

Figure 1.1. Les quatre états de la matière [4]…… 3

Figure 1.2 : Différentiation des plasmas par l'énergie électronique Te, la densité électronique ne et la longueur de Debye……. 4

Figure 1.3 Schéma d'une torche à arc soufflé…… 6

Figure1.4 Schéma d'un arc libre (pointe - plan)……..7

Figure 1.5 Formation du plasma. ……11

Figure 1.6 Forces agissant sur le pied d'arc…… ..11

Figure1.7 Bouffée de plasma ……..12

Figure 1.8 Représentation schématique de la projection thermique [14] ……14

Figure1.9 : Schéma de principe d'un pistolet plasma [15] ……15

Figure 1.10 : Schéma de la projection plasma atmosphérique…… …17

Figure1.11 : Ecoulement du jet plasma dans le gaz environnant : 1. Écoulement laminaire, 2. Début de développement de la turbulence, 3. Ecoulement cisaillé turbulent, 4. Ecoulement pleinement développé……...19

Figure 1.12 : Intensité de turbulence du jet plasma d'argon ……19

Figure 1.13 : Vitesse moyenne axiale, et intensité de turbulence (♦) pour un jet de plasma d'argon [19] ……20

Fig.2.1. Domaine de calcul 3D avec ANSYS-CFX (une pulvérisation plasma thermique)……44

Fig.2.2. Domaine de calcul 3D avec maillage ANSYS-CFX (une pulvérisation plasma thermique) et désignation des limites 3D avec substrat ……...44

Fig. 2.3: Domaine de calcul avec maillage dans le plan XZ réalisé par ANSYS-CFX et désignation des limites avec substrat……...46

Figure.3.1.distributions de température d'argon suivant Z(m)Pour quatre vitesses d'injections……49

Figure.3.2.Les contours de températures au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 930(m/s)…… 50

Figure3.3.Les contours de températures au niveau plan XY Pour une vitesse d'injection 700(m/s)…….. 51

Figure3.4.Les contours de températures au niveau plan XY Pour une vitesse d'injection 500(m/s)…….. 52

Figure3.5.Les contours de températures au niveau plan XYPour une vitesse d'injection300 (m/s). ……..53

Figure.3.6.distributions de vitesse de plasma d'argon suivant Z(m) Pour quatre vitesses d'injections……. 54

Figure 3.7. Les contours de vitesse au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 930m/s)……55

Figure 3.8. Les contours de vitesse au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 700m/s)……55

Figure 3.9.Les contours de vitesse au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 500(m/s)……. 56

Figure 3.10.Les contours de vitesse au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 300(m/s)……...56

Figure.3.11.Les contours de jet de plasma d'argon avec substrat selon plan YZ : (a) température, (b) vitesse…….. 57

Figure 3.12.Les contours de jet de plasma d'argon avec substrat selon plan YZ : (c) température, (d) vitesse…….. 58

Figure 3.13.Les contours 3D d'un jet plasma d'argon pour : (a) température, (b) vitesse, à différentes station aux différentes vitesses d'injections……...59

Figure.3.14.Les contours 3D d'un jet plasma d'argon pour : (a) température, (b) vitesse, à différentes stations aux différentes vitesses d'injections……. 60

Figure.3.15.Les contours de température avec substrat pour différent coefficient transfert Suivant plan YZ…….. 61

Figure.3.16.Les contours 3D température de jet plasma d'argon pour différents coefficient transfert aux différentes stations…… 62

Liste des Tableaux:

Tableau2.1:Expression du filtre spatial G dans le cas de filtre porte et boite dans les espaces physique et spectral pour une longueur de coupure $\overline{\Delta} = 2\pi/k_c$……..39

Tableau2.2: Le nombre de nœuds dans les différentes zones des zones maillées ……45

Tableau2.3: : Valeurs de vitesse et coefficient de transfert de chaleur constant pour différents cas

……..46

Tableau2.4: Valeurs du coefficient de transfert de chaleur à vitesse constante pour différents cas

……..47

Tableau. 2.5. Les fractions volumiques pour l'air et l'argon pour différentes limites
…… 48

Nomenclature

Ar	Argon
N_2	Azote
T	Température
λ_D	Longueur de Debye
k_B	L'énergie électronique
Te	la densité électronique
α	taux d'ionisation
m_e	La masse des électrons
V	la vitesse des électrons
K_B	La constante de Boltzmann
ε	Energie de dissipation
K	l'énergie cinétique turbulente
ω	Taux de dissipation spécifique
Cp	Specific heat capacity at constant pressure
Di	Mass diffusion coefficient
P	Puissance
p	Pression
Prt	Nombre Prandtl Turbulent
q_{conv}	Flux de chaleur convectif
q_{cond}	Flux de chaleur conductif

y_I	Masse fraction of the species
λ	Conductivités thermique
μ $_{eff}$	Viscosité Effective
μ	Viscosité dynamique
μ_t	Viscosité Turbulent
σ	Conductivités Electrique
ω_e	Fréquence du plasma
ϕ	Variable
C_μ	Constante empirique
ρ	Masse volumique
$\vec{v}$	Vecteur de vitesse
u'	Vitesse moyenné
U_{max}	Vitesse maximale au centre de la torche
Q	Débit volumique
d	Diamètre de la buse
R	Rayon de la buse
r	Variable radiale
u.v. et w	Vitesse selon *x, y* et *z*
x,y,z	Coordonnées cartésiennes
s_ϕ	Terme source dû à la variable ϕ
Γ_ϕ	Propriété physique (conductibilité thermique, viscosité,….)
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses du fluide

δ_{ij}	Symbol de Kronecker
htot	Enthalpie totale
h	Enthalpie statique
l	Longueur de mélange de Prandtl.
'i'	Coefficient de diffusion de l'espèce
C_μ, C_{1e}, C_{2e},	Constantes empiriques de turbulence K-epsilon
σ_k et σ_e	
Dω	Terme de diffusion
$\sigma_{\omega,1}$,$\sigma_{\omega,2}$,	Constantes empiriques de turbulence SST K-*w*
$\sigma_{K,1}$,$\sigma_{K,2}$,a_1	
L_s	Longueur de mélange de la sous-maille pour LES
κ	Constante de Kármán
C*s*	Constante de Smagorinsky pour LES
V	Volume du domaine de calcul pour LES
Cw	Constante du modèle «WALE »
k_{sgs}	Energie cinétique turbulente sous-maille
Δ_f	La taille de la sous-maille
T_0	Température moyenne du gaz à la sortie de la buse,
T_a	Température du gaz dans les conditions de pression et de température du laboratoire
U_0	Vitesse moyenne du jet de plasma à la sortie de la buse,
U_a	Vitesse du gaz à la sortie de la buse dans les conditions de pression et de température du laboratoire

Introduction générale

La technique de projection à la flamme a pris son essor après la seconde guerre mondiale. Les applications étaient alors des revêtements pour la protection contre la corrosion et le rechargement de pièces usagées. Elle a été suivie vers les années 60 de la projection au plasma d'arc, développée par une industrie de pointe, l'aéronautique, et plus précisément les motoristes.

Le principe consiste à introduire de fines particules solides dans le plasma (gaz partiellement ionisé) qui y sont fondues et accélérées en direction de la pièce à revêtir. Le dépôt se forme par empilement de particules étalées qui constituent ainsi une structure lamellaire. Le jet de plasma dont la température est supérieure à 10000 K permet de fondre tout type de matériaux métalliques ou céramiques. La condition nécessaire cependant pour former un dépôt est de pouvoir fondre le matériau avant de l'évaporer. Certains auteurs considèrent un matériau projetable si sa température de fusion est au moins inférieure de 300K à sa température d'évaporation ou de décomposition.

La projection par torche à plasma est actuellement en plein essor et est utilisée dans les industries les plus diverses, que ce soit l'aéronautique, le nucléaire, la mécanique ou le domaine médical. Ces applications concernent les protections anti-usure, anticorrosion, les revêtements à propriétés électriques ou magnétiques contrôlées et les barrières thermiques.

Le développement de cette technique ne s'est cependant fait que de façon empirique et l'obtention d'un revêtement à caractéristiques contrôlées (propriétés mécaniques, densité, caractéristiques cristallines...) demande encore aujourd'hui un travail de mise au point important qui nécessite plusieurs heures de projection et de caractérisation des dépôts. En effet, la projection plasma est une technique mal connue avec un grand nombre de paramètres non indépendants par rapport aux transferts de chaleur et de quantité de mouvement entre le plasma et les particules (puissance de l'arc, nature et débit du gaz plasmagène, injection de poudre...).[1].

Dans notre étude nous allons nous intéresser à l'analyse de l'écoulement turbulent pendant la projection thermique en utilisant la méthode RANS. Dans un premier lieu, on fait l'analyse de l'écoulement par une approche RANS (en utilisant les modèle RNG) pour le cas tridimensionnel en mode stationnaire. Ensuite, on développe l'écoulement pour le cas tridimensionnel en vue de l'analyse du jet plasma pour le mode stationnaire. Les résultats obtenus seront comparés avec ceux de l'expérience et ceux trouvés dans la littérature et dans les mêmes conditions afin de valider ce modèle [2].

Notre travaille a pour objectif en simuler en 3d d'une projection de jet plasma d'argon pour revêtes un substrat par utilisation de code de calcul ANSYS.

Cette travaille contient trois chapitre :

Dans le premier chapitre, nous présentons des généralités sur le plasma et la projection thermique et leurs différents types et étudions la projection thermique par plasma.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation de la formulation mathématique ainsi que la théorie de la turbulence et les différents modes de turbulence, aussi il sera présenté le modèle physique à étudier.

Dans le chapitre trois, nous présentons les résultats de simulation donnés par ANSYS - CFX et leurs commentaires.

Enfin, ce travail contient une conclusion qui résume le travail effectué.

CHAPITRE I

I.1 INTRODUCTION

La projection thermique par plasma est un procédé de traitement de surface employé dans de nombreux secteurs industriels (aérospatiale, aéronautique, automobile, minier, biomédical,) cette technique a remplacé toutes les méthodes traditionnelles de revêtement de surface, elle produit des dépôts de haute valeur ajoutée.

I.2 Définitions de plasma

Considéré comme le « quatrième état de la matière » (voir figure 1), le plasma est un état de très haute énergie, à tel point que ses atomes sont très largement ionisés : privés de leurs électrons, ils sont réduits à l'état de noyaux. Le plasma est donc un fluide composé d'atomes, d'ions et d'électrons. Il reste globalement électriquement neutre.

L'appellation « plasma » provient de la Médecine. En effet, comme le plasma sanguin, le plasma thermique est un fluide particulièrement visqueux. La comparaison s'arrête cependant là. Pour créer un plasma, il faut une très grande quantité d'énergie afin de dissocier les molécules puis d'arracher les électrons à leurs noyaux.

Il existe plusieurs moyens pour générer un plasma thermique. Dans notre cas, c'est l'énergie électrique qui est utilisée, dans une torche à arc soufflé [3].

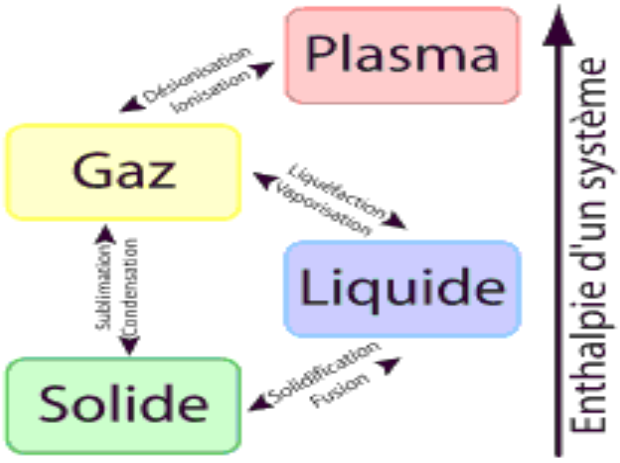


Figure 1.1. Les quatre états de la matière [4].

I.3.Classification des plasmas

A partir des paramètres ci-dessus, il possible alors de distinguer et classifier les différents plasmas. La figure 1-2 propose une classification des différents plasmas en fonction de la densité électronique, de l'énergie électronique et de la longueur de Debye (Hollahan et Bell, 1974). Cette classification permet alors de ressortir deux grandes catégories de plasmas : les plasmas « froids » et les plasmas « chauds ».

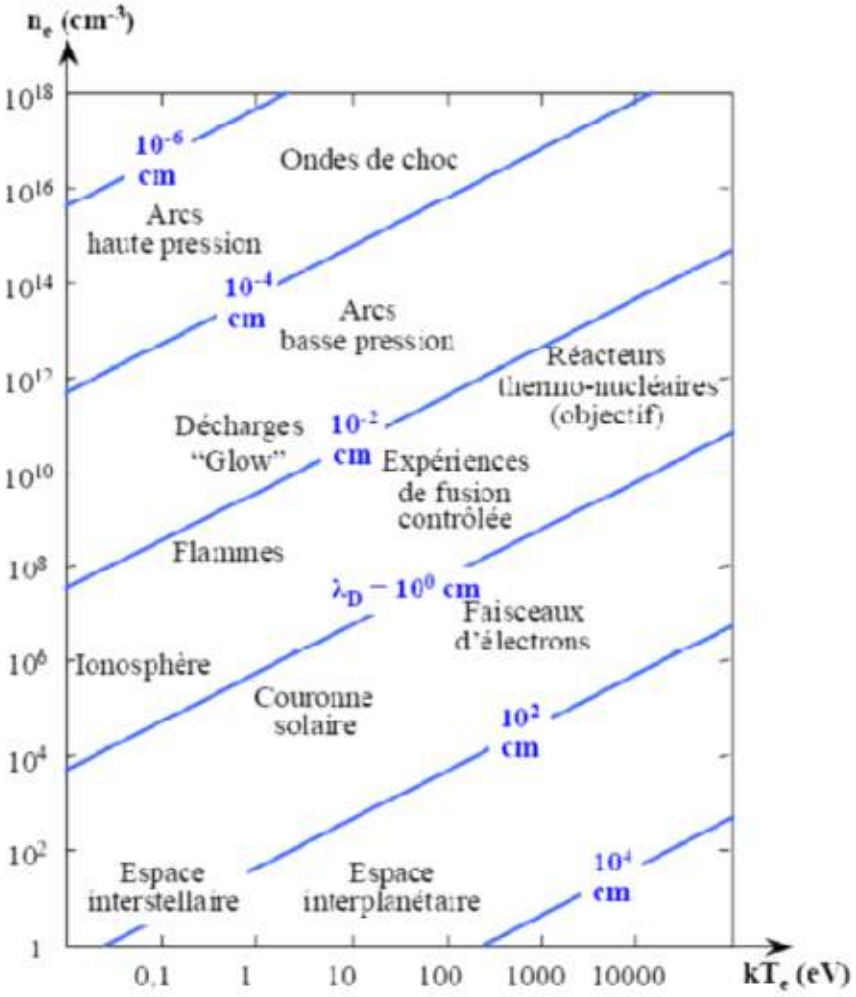


Figure 1.2 : Différentiation des plasmas par l'énergie électronique Te, la densité électronique ne et la longueur de Debye

Donc à partir des paragraphes et la figure précédentes, on peut conclure les classifications des différents plasmas qui sont : :

- Les plasmas non thermiques ou plasmas froids

- Les plasmas chauds
- Les plasmas thermiques ou arc électrique

I.3.1. Les plasmas chauds

(Étoiles, plasma de fusion…). La température des ions et des électrons est supérieure à 10 millions de degrés. Le gaz est complètement ionisé. (Equilibre thermodynamique)[5].

I.3.2. Les plasmas thermiques (arc électrique)

Le gaz est presque totalement ionisé ce qui engendre un équilibre thermique, dont la pression est comprise entre une et plusieurs atmosphères, la température des électrons, des ions et des neutres étant comprises entre 5.000K et 50.000 °K [6]. Les spécificités de ce type de milieu sont alors utilisées dans de nombreuses applications: synthèse réactive, éclairage, soudure, découpe, dépôt, disjoncteur, projection.

I.3.3. Les plasmas non thermiques ou plasmas froids

Les plasmas hors équilibre ont des températures des ions et des neutres sont proches de la température ambiante, est beaucoup plus inferieur à celle des électrons (-°K). Les électrons sont énergétiques pour induire des collisions inélastiques produisant des radicaux, des ions et des espèces métastables. Donc les électrons peuvent dissocier, d'exciter ou d'ioniser des molécules. Les plasmas non thermiques ou plasmas froids peuvent être produits par différentes décharges électriques (décharges couronnes, décharges à barrière diélectrique) [7].

I.4 Techniques de production des plasmas thermiques

Il existe deux grandes techniques de production des plasmas thermiques à la pression atmosphérique ou à son voisinage : les torches radiofréquence RF et les arcs à courant continu (en anglais direct curent DC) soit soufflés, soit transférés [8]. Les plasmas thermiques RF sont caractérisés par une absence totale d'électrodes, le transfert d'énergie de la source au plasma étant effectué par couplage inductif. Le principe de fonctionnement est tout à fait similaire à celui du chauffage des métaux par induction. Dans notre cas, nous allons nous intéresser plus en détail aux torches à courant continu et plus particulièrement aux arcs soufflés et aux arcs libres, qui seront étudiés par la suite.

I.4.1 Arcs soufflés

Les torches à arc soufflé présentent une gamme de puissance allant de 0.5 kW à 8 MW, elles sont surtout utilisées pour les opérations de traitement de surfaces. Les torches à arc soufflé comportent 3 éléments essentiels : la cathode, l'anode, qui sert en général de tuyère et la chambre d'injection des gaz. Le schéma de ce type de torche est présenté sur la figure1-2. La torche est alimentée par un gaz plasmagène. Un arc est créé entre la cathode et l'anode de la torche. Le point clef du fonctionnement de la torche est l'accrochage du pied d'arc à l'anode.

La colonne d'arc s'accroche à la paroi de l'anode sous forme d'une boucle plasma au travers de la couche limite froide qui se développe parallèlement à l'écoulement plasma le long de l'anode.

Cette boucle de plasma, à haute température et faible densité, est soumise à des forces dynamiques liées à l'écoulement du 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.

Sous l'action des forces dynamiques et les forces électromagnétiques, le pied d'arc est sujet à un déplacement erratique. Cet arc est soufflé par le gaz plasmagène. L'alimentation de la torche en gaz se fait soit par une injection longitudinale soit par une injection en vortex. À la sortie de la buse, on peut observer un panache de recombinaison dont la longueur peut atteindre plusieurs dizaines de centimètres [8].

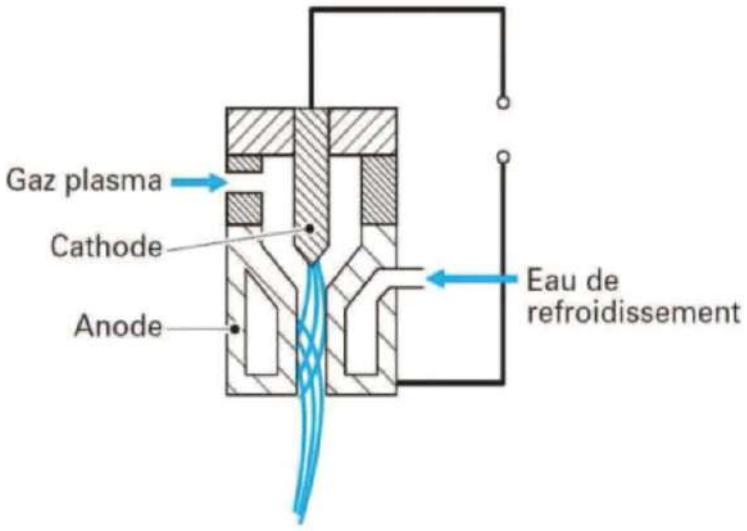


Figure 1.3 Schéma d'une torche à arc soufflé

I.4.2 Arc libre

Les torches à arc libre comportent 3 éléments essentiels : la cathode, l'anode et la buse. Le schéma de ce type de torche est présenté sur la figure1.4 Ce type de torche est appelé communément en industrie TIG (Tungstène Inerte Gas). Il est utilisé pour le soudage de pièces métalliques.

La buse, dans la majorité des cas est en céramique, a pour objectif de gainer le gaz plasmagène.

Un arc est créé entre une anode à géométrie plane et une cathode pointue. Le plasma d'un tel arc est formé librement dans l'espace. Sa forme ne dépend que du type, de la géométrie et du matériau des électrodes, la distance inter-électrodes, des paramètres électriques de la décharge et de la composition chimique et des propriétés de convection du gaz de décharge. La cathode et l'anode utilisées pour ce type d'arc ont les mêmes caractéristiques que celles utilisées pour les arcs soufflés. .

La température des arcs libres est supérieure à celle obtenue en arc soufflé (de quelques milliers de kelvins) que ce soit en sortie de tuyère ou lorsque l'on s'éloigne de la pointe de la cathode. Les flux thermiques sont aussi plus élevés pour les arcs libres. Cependant, ils dépendent aussi de la nature du gaz plasmagène [8].

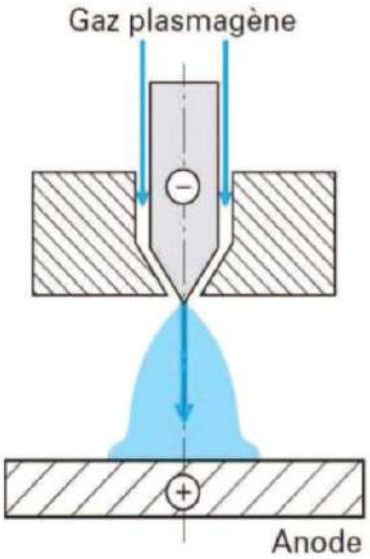


Figure1.4 Schéma d'un arc libre (pointe - plan)

I.5. Grandeurs caractéristiques d'un plasma

Tous les plasmas n'ont pas les mêmes caractéristiques et peuvent être ainsi classifiés en fonction d'autres paramètres physique [9]. Ces paramètres sont essentiellement:

I.5.1. Densités de charges et degré d'ionisation

La neutralité du plasma n'est vérifiée que si la densité des particules chargées est suffisamment importante [9]. La densité (n) est définie comme le nombre de particules par unité de volume (cm-3), et ce pour chaque espèce (*électrons, ions, neutre*). Un paramètre intéressant pour caractériser le plasma est son taux d'ionisation α donné par la relation suivant] :

$$\alpha_i = \frac{n_e}{n_e + n_N} \qquad (1.1)$$

α: représente le rapport du nombre d'électrons libres sur le nombre de particules totales $n_e + n_N$, ou n_N est le nombre de particules neutres par unité de volume.

I.5.2. Température du plasma

La température du plasma est définie comme la moyenne des énergies de translations des particules dans la décharge. Étant donné la différence de masses qui existe entre les électrons et les espèces lourdes [9], ces deux populations sont souvent considérées comme étant deux systèmes chacun dans leur propre équilibre thermodynamique. C'est pourquoi, lorsqu'on parle de plasma, on entend souvent parler de plusieurs températures (électronique, ionique, gaz) qui peuvent être toutes différentes. La température électronique est souvent considérée la plus importante, par comparaison aux autres températures (ionique, gaz) pour déterminer et démontrer les phénomènes dans le plasma puisque les électrons sont les agents les plus actifs pour l'ionisation du gaz et la création de radicaux.

Pour un système à l'équilibre thermodynamique la température électronique est reliée à son énergie cinétique moyenne par :

$$E_C = \frac{1}{2} m_e V^2 = \frac{3}{2} K_B T_e \qquad (1.2)$$

Avec m_e et V la masse et la vitesse des électrons et la constante de Boltzmann.

Cette température est exprimée en degré Kelvin ou en eV, sachant que 1eV = 1.16 x k.

I.5.3. Libre parcours moyen

Le libre parcours moyen (**λ**) est la distance qu'une particule (électron, ion, neutre, etc.) Traverse entre deux collisions, dues à la nature statistique des collisions, il a une distribution spécifique. Il peut généralement être décrit par l'équation suivante [9]:

$$\lambda = \frac{1}{\pi(r_1+r_2)^2 N} \qquad (1.3)$$

Où r_1, r_2 sont les rayons des particules en collisions; N est la densité du nombre de la particule (nombres de particules par unité de volume). C'est pourquoi les plasmas se font généralement à basse pression. En abaissant la pression et en diminuant N, on a donc un libre parcours moyen plus grand. Cela permet aux particules d'avoir plus de temps pour être accéléré par le champ électrique entre les collisions et ainsi fournir un plus grand transfert d'énergie lors de la collision. Ceci facilite l'ionisation et l'obtention d'un état plasma stable.

I.5.4. Longueur de Debye

Un milieu plasma préserve sa neutralité électronique, suite aux différentes forces électrostatiques, sur une échelle spatial définie par la longueur de Debye ( ). C'est la distance d'écrantage du potentiel d'un ion positif par le nuage des électrons qui l'entourent. Cette longueur définit le seuil au-dessus duquel l'individualité des particules disparaît, et l'ensemble des particules est perçu comme un nuage électronique.

La longueur de Debye ne dépend que de la température électronique et de la densité électronique. Ce paramètre peut être généralement approximé par l'équation suivante:

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 K_B T_e}{n_e e^2}} \qquad (1.4)$$

Où est la permittivité du vide, e est la charge de l'électron.

Un gaz ionisé est considéré comme un plasma si sa longueur de Debye est beaucoup plus petite que les dimensions physiques du plasma et si le nombre de particules dans la sphère de Debye est plus grand que l'unité.

I.5.5. Fréquence du plasma

Le comportement collectif des plasmas se manifeste lorsqu'on écarte le plasma l'équilibre pour lequel les densités des particules chargées sont spatialement homogènes [20]. Le milieu retourne alors à l'équilibre en oscillant à la fréquence plasma électronique
La pulsation plasma électronique s'écrit, si l'on ne considère pas les collisions, avec(ne) densité électronique et (me) masse de l'électron:

I.6 Les applications du plasma

Les propriétés uniques du plasma donnent lieu à un large éventail d'applications potentielles et réelles. On peut regrouper les applications du plasma en trois catégories [10] :

Le plasma comme outils de divers traitements :

1- Traitement de surfaces : Nettoyage de surfaces, activation de surface,

2- Synthèse de matériaux.

3- Déposition de matériaux : PVD, PECVD, torche plasma.

4- Source de chaleur : Découpage, Soudage, Incinération.

Le plasma comme source de rayonnement :

1- Source de lumière.

2- Affichage à écran plat.

3- Source de rayon X.

4- Lasers.

Le plasma comme source d'énergie :

1- Energie de fusion.

2- Générateurs MHD.

Environnement **:**

1- Traitement des effluents polluants gazeux ou liquides,

2- Vitrification et traitement de déchets (amiante, REFIOM...),

3- Traitement de l'eau,

4- Destruction des bactéries et neutralisation des odeurs.

I.7 La torche

Une torche plasma comprend deux électrodes concentriques : une anode de forme cylindrique et une cathode de forme conique, qui forment un espace confiné. Entre les

électrodes, on exerce une très haute tension électrique afin de créer un arc électrique de très haute puissance (plusieurs dizaines de kilowatts). Pour ne pas se dégrader, la torche est refroidie par circulation d'eau. L'arc est amorcé à la pointe de la cathode par une décharge électrique de haute fréquence et de haute tension, puis il s'accroche à la paroi de l'anode. Ce point d'accrochage est appelé « pied d'arc ».

On injecte les gaz plasmagènes autour de la pointe de cathode. Les gaz sont échauffés par effet Joule via l'arc électrique, ils atteignent ainsi les très hautes températures nécessaires à leur ionisation (la température peut atteindre 30000 °K à la pointe de la cathode). Ainsi échauffés, les gaz se dilatent et accélèrent, atteignant des vitesses de 2000 $m.s^{-1}$ en sortie de torche sous une pression de1bar. .

.

Le volume de plasma ainsi créé est appelé « colonne d'arc » et est illustré ci-dessous [11] :

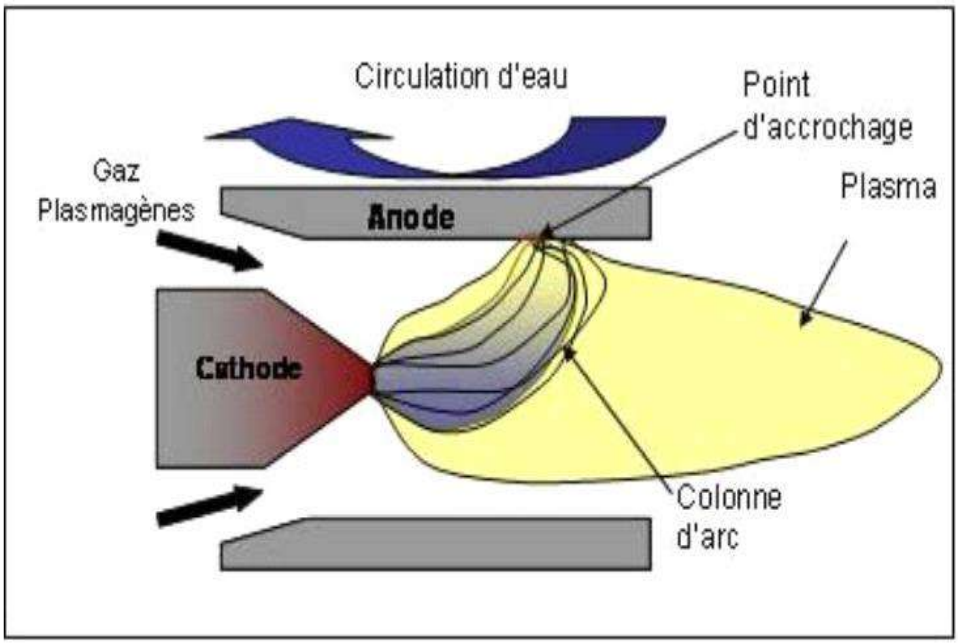


Figure 1.5 Formation du plasma.

Un courant circule à l'intérieur de cette colonne, depuis la pointe de cathode et jusqu'à un point de l'anode, avec une différence de potentiel la plus faible possible. Cette colonne est soumise à plusieurs phénomènes physiques (voir figure 1-5) : entraînement mécanique dû aux gaz plasmagènes, force de Lorentz due au courant d'arc et au champ magnétique induit, ainsi que des effets thermiques.

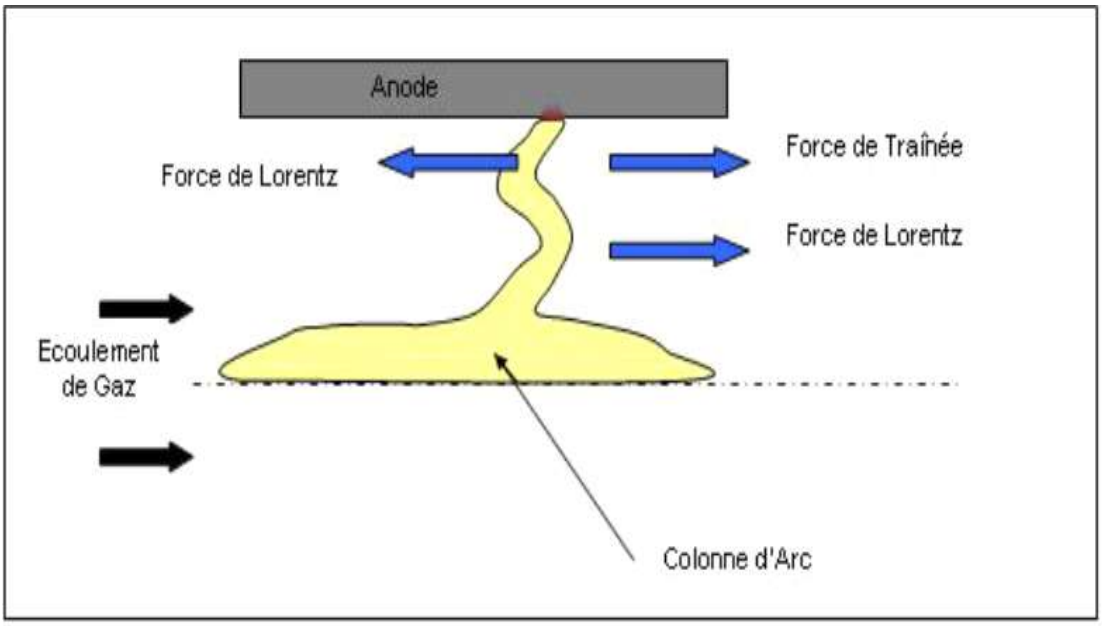


Figure 1.6 Forces agissant sur le pied d'arc.

De ce fait, tous ces phénomènes physiques, ainsi que la géométrie et l'état de surface de l'anode ou le débit et la nature des gaz plasmagènes, entraînent un mouvement du pied de l'arc sur l'anode. Ces fluctuations sont intéressantes dans la mesure où cela permet de limiter l'usure de la torche, qui serait extrêmement rapide, si le pied d'arc restait constamment accroché au même point. .

Le mouvement du pied d'arc est complexe. Son comportement est modélisé par un déplacement axial et une variation azimutale qui sont artificiellement découplés. .

En raison des « claquages – réamorçages » de l'arc électrique, le jet de plasma en sortie de torche n'est pas continu : il se fragmente en formant des « bouffées » de plasma (voir figure 1.6). La vitesse et la température du jet sont donc fonctions de ces fluctuations qui doivent être modélisées en vue de la simulation numérique.

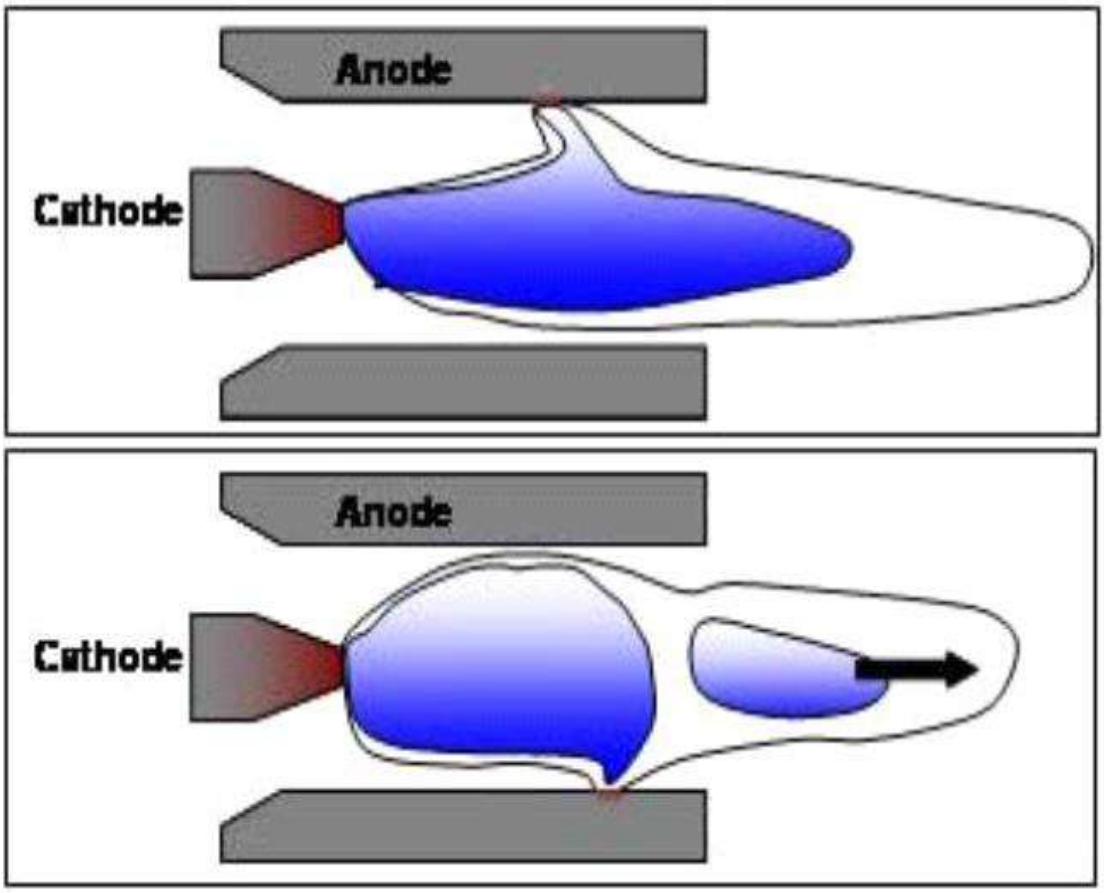


Figure1.7 Bouffée de plasma

Les mouvements axiaux du pied d'arc sont généralement périodiques et ont été étudiés à de nombreuses reprises [11]. Cette périodicité peut être illustrée par des mesures de tensions.

Les mouvements azimutaux sont dépendants du mélange plasmagène : pour un mélange Argon-Hydrogène (ArH2) on observe par exemple des claquages – réamorçages extrêmement brutaux et une variation azimutale aléatoire. Dans le cas d'un mélange Argon-Hélium (Ar He),

les claquages sont beaucoup plus doux et l'arc se déplace de manière plus ou moins prévisible, qui peut être modélisée par une lente rotation du pied d'arc.

I.8 Projection thermique

En 1910, Dr. M. U. Schoop (Suisse) a inventé pour la première fois un appareil de projection en métal, qui marque le début de la technologie de la projection thermique. Plus tard, dans les années 20~30 du 20ème siècle, la projection fil à la flamme (Wire Flame Spraying : WFS) la projection à arc (Arc Spraying : AS) et la projection de poudre à la

flamme (Powder Flame Spraying : PFS) ont été inventées successivement, et ont été progressivement utilisées dans le domaine industriel. Au début des années 1950, la société Union Carbide (Union Carbide Co.: UCC), a développé un appareil de canon à détonation (Detonation Sparying), qui permet d'augmenter significativement la vitesse de particules. Les dépôts fabriqués par le canon à détonation ont de meilleures propriétés et ont ainsi promu l'application et le développement de la projection thermique dans le domaine aérospatial.

Dans le même temps, le développement de la projection plasma (Plasma Spraying: PS) a pu étendre le domaine des matériaux à projeter, des matériaux métalliques aux matériaux qui ont un point de fusion élevé comme les céramiques. Quasiment tous les matériaux ont ainsi pu être employés dans une technique de projection. Par conséquent, une grande impulsion au développement de la projection thermique a été effectuée. En 1980s, l'émergence de la projection HVOF (High Velocity Oxygen Fuel: HVOF) a pu offrir une méthode de fabrication des dépôts de cermets (tels que WC-Co et Cr3C2 etc.) avec des performances supérieures.

La projection thermique est définie comme un procédé de dépôts de particules liquides, semi liquides ou solides se déposant sur un substrat, se solidifiant et s'agglomèrant]. Le matériau projeté était, à l'origine, sous la forme de fil, ou de poudre. Quand les matériaux de revêtement sont alimentés par l'unité de projection, ils sont chauffés au-dessus de leur température de fusion ou l'état plastique et propulsé par un flux de gaz comprimé sur le substrat. En raison de l'accélération et de la température des particules, ces dernières s'aplatissent et forment des plaquettes minces qui adhèrent aux irrégularités de la surface préparée et au revêtement déjà formé [12]. Particule par particule, le dépôt se constitue avec une structure lamellaire.

I.8.1 Principe de la projection thermique

Le procédé de projection thermique est un procédé de traitement de surface largement utilisé pour produire divers revêtements métalliques, céramiques ou organiques pour des applications permettant d'améliorer la résistance à l'usure, à la corrosion, à l'érosion ou encore comme Protection thermique. Le matériau sous forme de poudre (de taille micrométrique) ou de fil est porté à haute température pour être transformé à l'état fondu ou semi-fondu et projeté alors à grande vitesse sur un substrat solide (Figure 1-8). La source de chaleur utilisée principalement est la flamme, l'arc électrique ou le plasma. Un revêtement d'épaisseur variable de quelques dizaines de micromètres à quelques millimètres est ainsi réalisé et caractérisé par une architecture constituée d'un empilement de lamelles écrasées. La projection thermique est une méthode globalement simple de par son principe, à fort

rendement qui permet ainsi d'améliorer les propriétés, la qualité et les performances des surfaces [13].

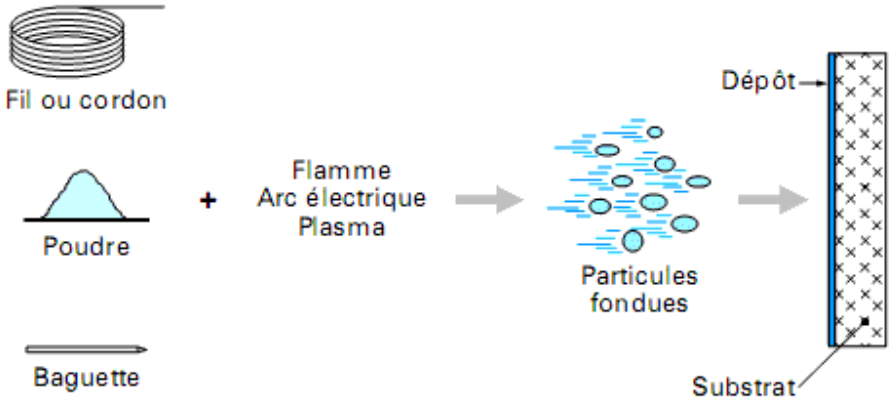


Figure 1.8 Représentation schématique de la projection thermique [14]

I.8.2 Différents procédés de projection thermique

Les procédés de fabrication de revêtement sont variés et utilisent différentes sources de chaleur : la projection par plasma, la projection flamme poudre, la projection flamme fil, l'arc électrique, la projection par flamme supersonique (HVOF) et le canon à détonation.

I.8.2.1 La projection plasma

Dans ce paragraphe, nous allons nous attacher à décrire successivement deux des principaux Procédés de projection thermique par plasma [15] :

- La projection plasma atmosphérique **:** Procédé APS (Atmosphérique Plasma Spraying).Ceprocédé est le plus ancien (1951), le plus économique et le plus répandu industriellement. Il permet de projeter des céramiques et des métaux peu oxydables.
- La projection plasma sous pression réduite **:** Procédé LPPS (Low Pressure Plasma Spraying) ou VPS (Vacuum plasma Spraying). Ce procédé est apparu en 1975, il permet la projection de matériaux fortement réactifs avec l'oxygène (Titane, alliage de titane, tantale…).

Les caractéristiques générales des revêtements projetés thermiquement par plasma sont liées à quatre règles (vitesses et températures) :

- La température que peut généralement atteindre une torche plasma est de **20000°C**.
- Pour qu'un matériau soit projetable, il faut qu'il y ait un écart de **300°C** entre sa température de fusion et sa température de sublimation.

• Le substrat reste à une température relativement basse ; la structure du matériau revêtu n'est donc pas altérée.

• La vitesse des particules projetées sur la cible est de l'ordre de **300m.s-1** (subsonique). Plus on augmente la vitesse, plus on accroît la compacité ainsi que l'adhérence.

I.8.2.1.1 Pistolets plasma

En 1922, Gerdien invente le générateur de plasma d'arc qui consiste à emprisonner un arc électrique dans un milieu confiné permettant ainsi d'amener les gaz à une température nettement supérieure (entre 12000 et 20000 °C) à celle d'un arc libre (environ 6000°C). Le plasma est l'état de la matière dans lequel les composés gazeux sont dissociés et les atomes partiellement ou totalement ionisés. Cependant, l'apparition des premières torches plasma d'arc soufflé industrielles ne se fera qu'en 1951.

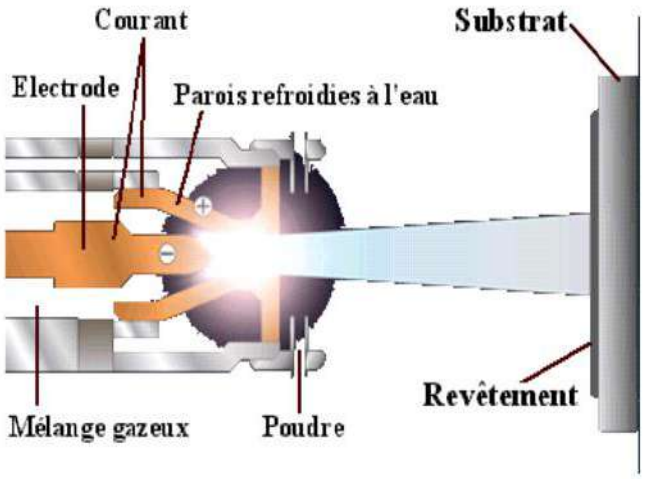


Figure1.9 : Schéma de principe d'un pistolet plasma [15]

Dans les deux cas de projection précédemment cités, on réalise la projection à l'aide d'un pistolet plasma (cf. figure 1.9) qui utilise la décharge d'un arc électrique capable de conduire des courants très intenses entre deux électrodes sous une faible tension. L'arc se distingue des décharges électriques par les propriétés de sa colonne positive. Le plasma qui constitue celle-ci est très proche de l'équilibre (les électrons, ions et atomes ont la même température) et ses propriétés sont les suivantes : fortes densités d'énergie, conductivité électrique, viscosité élevée. Les caractéristiques du jet de plasma en sortie de tuyère (12000 °C et 6000 $m.s^{-1}$) permettent de fondre la quasi-totalité des matériaux même les plus réfractaires.

Le pistolet à plasma est un appareil dans lequel on injecte un gaz à travers un axe étranglé par des parois froides. Il comporte généralement une cathode et une anode refroidies par une circulation d'eau. On distingue deux modes de fonctionnement pour ce type de pistolet :

- Le pistolet à plasma d'arc interne (ou arc soufflé) **:** dans ce type de pistolet, le jet de plasma ne conduit pas le courant à l'extérieur de la tuyère.
- Le pistolet à plasma d'arc externe (ou transféré) **:** dans celui-ci, le jet plasma est entièrement parcouru par le courant, le circuit électrique se refermant sur une anode extérieure (la pièce à traiter), la tuyère étant portée à un potentiel intermédiaire.

I.8.2.1.2 La projection plasma atmosphérique (APS)

Ce type de projection a lieu à l'air. Le jet plasma aspire l'atmosphère ambiante : ce phénomène est d'autant plus marqué que l'on s'éloigne de la tuyère. On trouve ainsi, dans le cas des métaux, des taux d'oxydes élevés (>30%), et pour certaines céramiques, des changements de composition importants. A l'impact sur le substrat, la présence de gaz entraîne l'inclusion de porosité dans le dépôt. Enfin, la température du substrat doit être limitée pour éviter les phénomènes d'oxydation.

De ce fait, les dépôts ont une adhérence moyenne. Le taux de porosité est très variable et dépend des réglages et des matériaux. Pour certaines applications particulières comme le revêtement d'implants orthopédiques, l'augmentation de la distance de projection permet d'obtenir une porosité pouvant aller jusqu'à environ 20%. Ce pourcentage voulu est nécessaire pour l'ancrage biologique des prothèses dans les tissus osseux [15]. Habituellement, les valeurs du taux de porosité des dépôts obtenus par APS se situent entre 4 et 6%. Dans les meilleures conditions de projection, on peut atteindre une porosité de 2%. L'épaisseur minimale du dépôt, suivant la granulométrie de la poudre, est de 50 à 100 µm. On peut parfois faire des dépôts de plusieurs mm

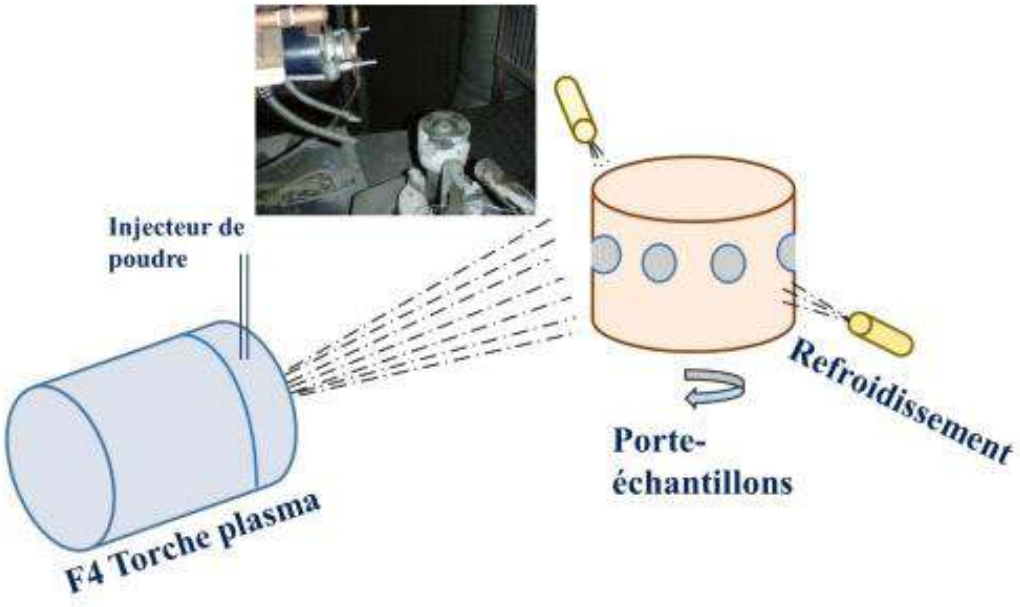


Figure 1.10 : Schéma de la projection plasma atmosphérique

I.8.2.1.3 La projection plasma à pression réduite (LPPS)

Lorsque la couche doit satisfaire à des exigences élevées en matière de densité, de pureté et de résistance à l'oxydation, la projection doit se dérouler en l'absence de gaz réactifs (sous basse pression résiduelle d'argon en général)[15].Une diminution de la pression de l'atmosphère de projection entraîne la disparition des interactions indésirables entre le jet plasma, la matière projetée, le matériau de base et l'atmosphère. Cette diminution entraîne aussi l'augmentation de la longueur et du diamètre du jet, l'élévation de la vitesse des plasmas et l'homogénéisation de l'écoulement. .

La formation des couches s'effectue à haute énergie étant donné que les particules, durant leur trajectoire, ne sont ni refroidies, ni freinées comme cela est le cas en milieu atmosphérique. En général, les installations de projection LPPS sont utilisées à des pressions de 5000 à 10000 Pa. Les avantages de ce type de procédé peuvent se résumer de la manière suivante :

- Obtention d'un revêtement très dense et d'une meilleure adhérence sur le substrat,
- Meilleur écrasement des particules à basse pression : d'où une très faible porosité(<1%),
- Refroidissement plus lent des particules : d'où une meilleure cohésion du dépôt,
- Absence de couches d'oxydes : donc augmentation de l'adhérence et de la cohésion du dépôt,
- Possibilité de décapage "in situ" du substrat à haute température : d'où un recuit en

continu du dépôt ; ,

• Respect de la composition de la poudre initiale.

Des applications de revêtements des métaux nobles (titane, tantale, niobium, tungstène) ont vu le jour mais c'est surtout dans la protection contre la corrosion à chaud d'aubes de turbines à gaz que ce procédé a acquis une grande notoriété.

I.8.3 Les gaz plasmagènes

Les gaz plasmagènes utilisés sont, en général, des mélanges binaires ou ternaires constitués d'un gaz primaire de densité élevé (Ar, N2,.) et d'un gaz secondaire et éventuellement ternaire de conductivité thermique et d'enthalpie plus élevées (H2, He,). Par exemple, un mélange binaire d'argon et d'hydrogène (typiquement de 75 à 95% en volume d'argon et de 5 à 25% en volume d'hydrogène). Pour le soudage par plasma ou encore pour servir comme étant un gaz protecteur, il a aussi été proposé un gaz plasmagène constitué d'un mélange ternaire d'hélium, d'argon et d'hydrogène, l'hydrogène intervenant en très faible quantité dans le mélange (0,1% à 1%) et qui sert à éviter l'oxydation des électrodes. Une invention a été breveté en 1991 .[16] qui avait pour but de proposer un gaz plasmagène permettant l'obtention d'un jet plasma plus homogène sur une plus grande longueur de jet, c'est-à-dire un jet présentant un gradient thermique transversal moins dégradé sur les bords du jet et ce, sur une longueur plus importante en sortie de torche. Par rapport aux mélanges binaires hélium-argon, le mélange ternaire selon l'invention confère au jet plasma une meilleure conductivité thermique, ce qui permet, pour un coût énergétique moindre, un meilleur échauffement des particules, donc une vitesse de dépôt augmentée en obtenant une meilleure fusion/adhésion du dépôt sur la pièce à recouvrir et une surface de recouvrement élargie et plus homogène. Par ailleurs, avec un tel mélange ternaire,

Le jet de plasma est moins sujet au phénomène de pompage avec l'atmosphère ambiante, ce qui facilite son utilisation dans les procédés APS.

I.8.4 Ecoulement du jet plasma

La Figure 1.11 schématise l'écoulement du jet plasma dans l'atmosphère. Le jet formé dans la chambre d'arc (zone 1) sort avec une grande vitesse (500 à 2500 m.s-1) et entre en contact avec le gaz environnant froid et au repos (zone 2). La différence de vitesse entre le jet et les gaz froids environnants engendre, à la frontière du jet, la formation de tourbillons d'instabilités, appelés "tourbillons de Kelvin-Helmotz" [17]. Ces tourbillons grossissent en se

déplaçant vers l'aval et l'écoulement devient turbulent. Ils engouffrent le gaz ambiant sous forme de bulles qui gardent, dans un premier temps, une masse volumique et une inertie supérieures (plus d'un ordre de grandeur) à celles du gaz plasmagène. Ces bulles, progressivement chauffées par le plasma, se cassent dans le jet en structures de plus en plus petites et augmentent le caractère turbulent au sein de l'écoulement (zone 3). Lorsque ces turbulences atteignent l'axe du jet, celui-ci perd son caractère laminaire. Il devient alors pleinement turbulent et l'entraînement croissant du gaz ambiant contribue à réduire sa vitesse et son enthalpie (zone 4).

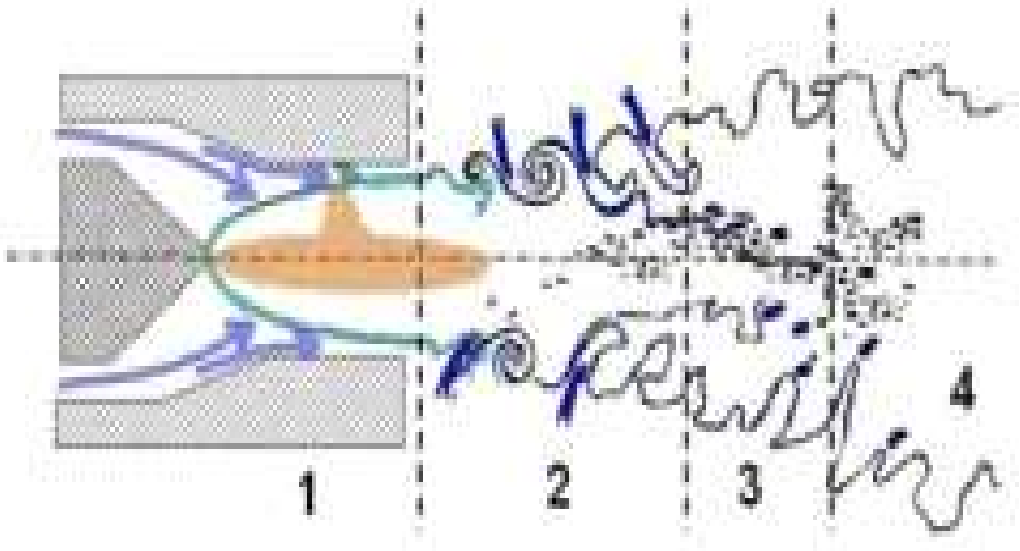


Figure1.11 : Ecoulement du jet plasma dans le gaz environnant : 1. Écoulement laminaire, 2. Début de développement de la turbulence, 3. Ecoulement cisaillé turbulent, 4. Ecoulement pleinement développé

Les gradients de vitesse axiale moyenne extrêmement hauts mesurés au bord de la sortie de la buse [18] sont responsables de l'instabilité de la couche de cisaillement, comme le montre la figure1.12. Le degré de turbulence ne dicte pas seulement la quantité de gaz froid entraînée dans le jet et donc le volume de plasma, mais il affecte également les taux de transfert de chaleur vers les particules voyageant à travers le jet.

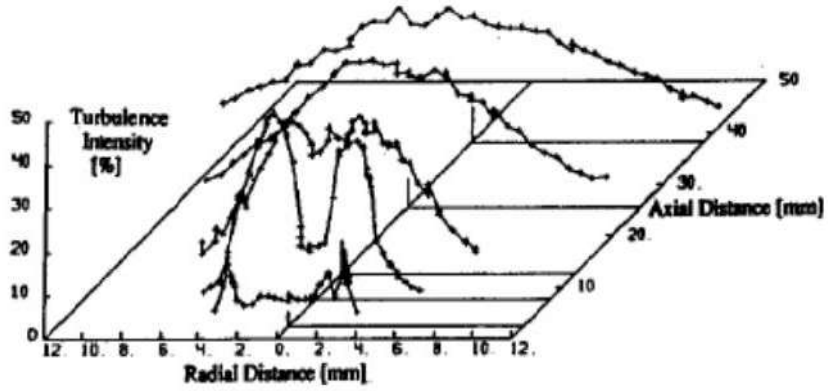


Figure 1.12 : Intensité de turbulence du jet plasma d'argon

Vitesse axiale moyenne et l'intensité de la turbulence ont été tracées et présentés sur la figure 1.13. Cette figure indique que le niveau de turbulence est relativement faible et que la vitesse axiale moyenne est constante à la sortie de la buse [19]. Ceci confirme que les fortes augmentations de turbulence observées en aval proviennent du bord extérieur du jet et se propagent vers l'intérieur. Pfender a mentionné dans son article (Figure 1.13) que la forte augmentation de la turbulence et la chute spectaculaire de la vitesse axiale est constatée à partir de z = 8 mm. Cela correspond au point où les tourbillons d'air entraîné par fluide environnant ont finalement atteint la ligne médiane du jet. L'étirement des tourbillons de gaz plasma lorsqu'ils s'écoulent sur les tourbillons froids plus lents est la principale raison de l'augmentation importante des fluctuations de vitesse axiale dans la région de transition du jet.

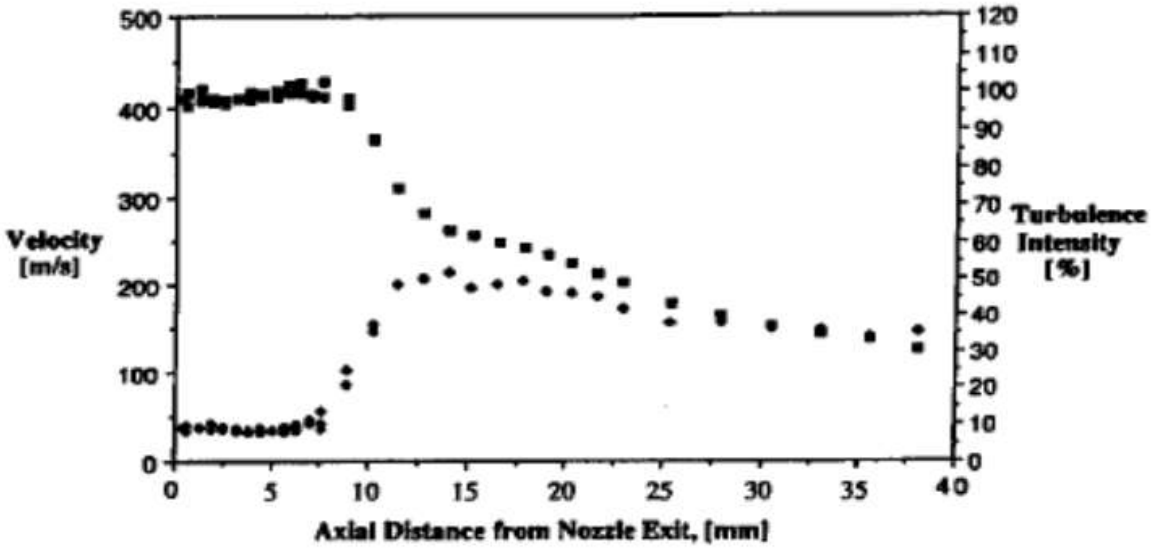


Figure 1.13 : Vitesse moyenne axiale, et intensité de turbulence (♦) pour un jet de plasma d'argon [19]

I.9 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé quelques notions sur le plasma, ses types et sa propreté et mentionné la technologie du plasma. Nous avons également mentionné certaines techniques de production de plasma thermique dans les arcs électriques, et nous avons également donné un aperçu de la projection thermique, son principe et ses types, et expliqué les types de projection plasma ; et les flux qui en résultent. .

Chapitre II

II.1.Introduction

Dans ce Chapitre nous allons présenter la formulation mathématique ainsi que la théorie de la turbulence et leur différents modes, aussi il a été présenté le modèle physique avec sa géométrie, son maillage et ses conditions aux limites.

II.2.**Formulation Mathématique**

La modélisation du jet plasma 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.

Plusieurs écoulements sont décrits par les équations de Navier-Stocks, ces équations peuvent être réécrites sous plusieurs formes. La forme générale des équations de conservation, issues des équations de Navier stocks, est appelée équation générale de transport de Reynolds, le jet de plasma est supposé incompressible, subsonique en équilibre thermodynamique local et turbulent. De plus, on suppose qu'il n'y a pas de réactions chimiques dans la phase gazeuse, aussi l'écoulement est considéré stationnaire ou instationnaire avec une géométrie tridimensionnelle ou bidimensionnelle selon le cas étudié. Notre modèle a utilisé les équations de conservation de la masse, des espèces, de la quantité de mouvement, de l'énergie et de la turbulence écrites en coordonnées cartésiennes en 3D, les équations de conservation de l'écoulement turbulent moyen ont été exprimées comme suit [21]:

$$\underbrace{\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi)}_{A} + \underbrace{\mathrm{div}(\rho\vec{v}\phi)}_{B} = \underbrace{\mathrm{div}\left(\Gamma_{\phi}\overline{grad}\phi\right)}_{C} + \underbrace{S}_{S} \qquad (2.1)$$

Tels que :

- ϕ: est une grandeur physique (température, vitesse,……)
- $\vec{v}$: vecteur de vitesses dont les composantes sont u,v,w selon x, y,z
- Γ_{ϕ}: est une propriété physique (conductibilité thermique, viscosité,….)
- A: terme de vitesse de changement ou de taux de changement
- B: terme D'advection (influence de la vitesse ou terme convectif)
- C: terme de diffusion (influence de la propriété physique)

- S: terme de source

Il est à noter que la notion "vecteurs" est attribuée aux trois composantes de la vitesse *u.v.*et *w* tandis que la notion "scalaires" peut désigner : l'énergie cinétique turbulente *K*, l'énergie de dissipation ε, la température *T*, et l'enthalpie *h*.

II.2.1. Conservation de la masse ou équation de continuité [21]

L'équation de conservation de la masse qui représente la variation instantanée de masse est entièrement liée au transport de la matière par l'écoulement, l'équation de conservation de la masse s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho) + \text{div}(\rho\vec{v}) = 0 \qquad (2.2)$$

L'équation (2.2) est déduite à partir de l'équation (2.1) si on prend les valeurs suivantes:
ϕ=1et$\Gamma_\phi = 0$et$s_\phi = 0$.

II.2.2. 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, l'équation de quantité de mouvement s'écrit:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\vec{v}) + \text{div}(\rho\vec{v}\times\vec{v}) = -\overrightarrow{gradP} + \vec{f} + \text{div}\,\vec{\tau} \qquad (2.3)$$

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

$$\tau_{ij} = \mu\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}\cdot\delta_{ij}\cdot\text{div}\,\vec{v} \qquad (2.4)$$

Où μ est la viscosité dynamique, *vi* les composantes du vecteur vitesse, *xi* les coordonnées spatiales et *8ij* le symbole de Kronecker.

A titre d'exemple, pourϕ = *u* et $\Gamma\phi$ =$\mu_{eff,}$ l'équation (2.1) devient l'équation de conservation de la quantité de mouvement dans la direction de *x* pour un écoulement turbulent moyen [21] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \text{div}(\rho u\vec{v}) = \text{div}\left(\mu_{eff}\overrightarrow{gradu}\right) + S_\phi \qquad (2.5)$$

II.2.3. Équation de l'énergie Totale [22]

L'équation de l'énergie totale est donnée par la formule suivante:

$$\frac{\partial(\rho h_{tot})}{\partial t} - \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v} h_{tot}) = \text{div}(\lambda \nabla T) + \text{div}(\vec{v} \cdot \tau) + \vec{v} \cdot S_M + S_E \qquad (2.6)$$

Où *htot* est l'enthalpie totale, liée à l'enthalpie statique *h(T,p)* par:

$$h_{\text{tot}} = h + \frac{1}{2} v^2 \qquad (2.7)$$

Le terme ($\text{div}(\overrightarrow{v}.\tau)$) Représente le travail dû à des contraintes visqueuses et est appelé le terme de travail visqueux. Ceci modélise l'échauffement interne par viscosité dans le fluide, ce terme est négligeable dans la plupart des écoulements. Le terme ($\vec{v}$,s_M) représente le travail dû à des sources de dynamique externe et il est souvent négligé [22].

Pour $\emptyset$=h, $\Gamma_\phi = \rho(\lambda/C_P\rho + \mu_t/Pr_t)$ *et* $S_h = S_H + \vec{v} \cdot \overrightarrow{\text{grad}p}$,le terme source *SH*de l'équation de conservation de l'enthalpie h issue de l'équation (2.1) contient un terme supplémentaire représentant la diffusion enthalpique. Ce terme peut s'écrire [25] :

$$S_H = \rho \sum_i D_i (h_i - h_k) \frac{\partial y_i}{\partial x_j} \qquad (2.8)$$

Où «*Di*» est le coefficient de diffusion de l'espèce *'i',* et 'ρ' est la densité. L'équation de conservation de la masse de l'espèce '*i*' s'écrit:

$$\rho u_j \frac{\partial y_i}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho D_i \frac{\partial y_i}{\partial x_j}\right) \qquad (2.9)$$

II.3. LA TURBULENCE

II.3.1. Introduction

Les écoulements sont en général turbulents, ils contiennent des tourbillons, véritables particules élémentaires de la turbulence. Malgré sa complicité, l'étude de la turbulence est importante car la majorité des écoulements réels sont turbulents. La turbulence désigne l'état d'un fluide, liquide ou gaz, dans lequel la vitesse présente en tout point un caractère aléatoire. De point de vue structurel, la turbulence est le désordre de structures plus au moins cohérent, les structures tourbillonnaires sont les éléments centraux de la turbulence, mais il existe aussi des structures tourbillonnaires typiques et reproductible set qui ne sont pas purement aléatoires.. La turbulence transporte des quantités telles que colorants, fumées, quantité de mouvement, chaleur, espèces chimiques, polluants, beaucoup plus efficacement que par simplediffusion moléculaire. Parmi ses avantages, la turbulence assure l'accroissement du

mélange (réduction des inhomogénéités de L'écoulement),ainsi que l'augmentation du transfert de chaleur [21].

La plupart des approches de la turbulence supposent que le mouvement instantané détaillé du fluide est décrit par les équations de Navier-Stokes.Avec le développement des moyens informatiques, l'analyse d'écoulements turbulents de plus en plus complexes par simulation numérique a été rendue possible. L'objectif de la modélisation est de pouvoir quantifier par le calcul leplus finement possible les propriétés de ces écoulements turbulents. Pour atteindre cet objectif il est nécessaire de fermer le système d'équations dans lecadre de l'une de ces approches [21]:

- ***RANS*** (***R****eynolds****A****veraged****N****avier* ***S****tocks*)*:* approche basée sur la décomposition de Reynolds;
- ***LES*** (***L****arge* ***E****ddy* ***S****imulations*): approche basée sur la simulation des grandes échelles(ou les grands tourbillons) ;
- ***DNS*** (***D****irect* Numerical**S**imulations): approche basée sur la simulation numérique directe;

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 champsde vitesse, de température et de composition de l'écoulement. Le choix d'un modèle de turbulence approprié pour résoudre la région proche de la paroi et les caractéristiques turbulentes du jet de plasma est très important. Plusieurs modèles de turbulence (K-ε standard, RNG K-ε, K-ε réalisable) ont été proposés pour prédire le comportement des jets de plasma libres (par exemple [25-26]).

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. Le modèle k-ε standard reste le plus populaire pour modéliser la turbulence dans un écoulement de plasma, permettant une bonne approximation du comportement de l'écoulement turbulent, mais il est mal adapté au cas d'un jet impactant sur une surface. Le modèle de turbulence standard K-ε suppose que l'écoulement est totalement turbulent et que l'effet de la viscosité moléculaire est négligeable.

Par conséquent, il est connu de donner de mauvaises prévisions dans certains cas où l'effet de la couche limite est important [23].

En régime laminaire, l'équation de continuité et les équations de Navier stocks forment un système à quatre équations avec quatre inconnus ($\bar{p}$,$\bar{u}_1$,,$\bar{u}_2$,,$\bar{u}_3$), le système est fermé.

Tandis qu'en régime turbulent, l'équation de continuité et les équations de Navier stocks forment un système à quatre équations mais cette fois-ci avec 10 inconnues $\bar{p}, \bar{u}_1, \bar{u}_2, \bar{u}_3$ et les six inconnus $-\rho.\overline{u_i' u_j'}$d'où la nécessité d'ajouter des équations supplémentaires afin effectuer la fermeture de ce système.

Les modèles RNG K-ε et K-ε réalisables ont été développés en introduisant des modifications dans le modèle standard K-ε. Le modèle k-ε RNG est dérivé de l'application d'une technique statistique rigoureuse (issue de la théorie du Groupe de Re-Normalisation) aux équations de Navier-Stokes. Le modèle RNG K-ε utilise la théorie des groupes de Renormalisation pour développer une hypothèse pour les grandes échelles dans lesquelles les effets des petites échelles sont représentés par des coefficients de transport modifiés. Ce modèle tient compte des effets des nombres de Reynolds faibles et élevés et peut également prédire certains comportements laminaires. Dans sa forme il est comparable au modèle k-ε mais il inclut un terme additionnel dans l'équation de dissipation (ε). Néanmoins, ce type de modèle n'est pas forcément adapté pour modéliser tous les jets compliqués mais il représente mieux que le modèle k-ε standard les écoulements à bas nombre de Reynolds et notamment à proximité des parois [24]. Nous nous sommes aperçu que pour notre application le modèle RNG K-ε donne des résultats plus proches des résultats expérimentaux que certains modèles et donc nous l'avons utilisé pour certaines simulations.

Le modèle K-ε réalisable surmonte les lacunes du modèle K-ε standard en adoptant une nouvelle formulation pour la viscosité turbulente et une nouvelle équation de transport pour le taux de dissipation basée sur l'équation dynamique de la fluctuation du tourbillon quadratique moyen. Ce modèle satisfait certaines contraintes mathématiques sur les contraintes normales cohérentes avec la physique des écoulements turbulents. Le modèle K-ω [27] implique la résolution des équations de transport pour l'énergie cinétique turbulente et la fréquence de turbulence. Il est numériquement très stable et tend à produire une solution convergente plus rapidement que les modèles K-ε. La version améliorée du modèle K-ω est le modèle de transport de contrainte de cisaillement K-ω (SST-K-ω). Ce modèle a été développé par Menter [19] pour mélanger efficacement la formulation robuste et précise du modèle K-ω. Le

modèle SST K-ω utilise le modèle K-ωdans la région proche du mur et le modèle K-ε dans le champ éloigné. En outre, il permet le changement progressif du modèle K-ω standard dans la région interne de la couche limite à une version à nombre de Reynolds élevé du modèle K-ε dans la partie externe de la couche limite. Il a été constaté que pour le modèle SST-K-ω la densité du maillage est améliorée à la région proche de la paroi de telle sorte que la couche limite laminaire sur le substrat puisse être capturée. L'approche LES (Simulation des grandes échelles) [28] a été développée pour résoudre les plus grandes structures énergétiques de l'écoulement (basses fréquences) et modéliser les petites structures énergétiques (hautes fréquences) [25,29]. Elle est basée sur une séparation des échelles turbulentes présentes dans l'écoulement. Nous allons présenter dans ce chapitre les trois modèles de turbulence pour la simulation du jet de plasma à savoir le modèle SST-K-ω, le modèle RNG-K-εet le modèle LES.

II.3.2.Modèles de turbulence

II.3.2.1. Hypothèses de Boussinesq

Un point central pour quasiment tous les modèles développés est le concept de viscosité turbulente introduite par Boussinesq en 1877. En effet, par analogie avec la relation de Newton, Boussinesq propose d'écrire les contraintes supplémentaires de la façon suivante [21]:

$$\sigma_t = \mu_t \frac{\partial U}{\partial y} \qquad (2.10)$$

L'écriture précédente introduit une viscosité particulière liée à la nature turbulente de l'écoulement. Comme nous l'avons vu, l'équation Navier stocks s'écrit:

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = g_i - \frac{1}{\rho}\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\mu\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right)\right) \underbrace{-\rho\overline{u_i' u_j'}}_{\substack{\text{contraintec} \\ \text{tubuulente} \\ \text{supplementairec}}} \quad (2.11)$$

En s'inspirant du concept de Boussinesq, les contraintes de Reynolds peuvent s'écrire :

$$-\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad (2.12)$$

A partir de cette écriture simple, on peut écrire une généralisation tridimensionnelle pour un fluide incompressible :

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right) - \frac{2}{3}k\delta_{ij} \quad (2.13)$$

Avec:

$$-\rho\overline{u_1'u_1'} - \rho\overline{u_2'u_2'} - .\rho\overline{u_3'u_3'} = -2\rho k;\ \ k = \frac{1}{2}\left(\overline{u_1'^2} + \overline{u_2'^2} + \overline{u_3'^2}\right) \qquad (2.14)$$

La viscosité turbulente devient une nouvelle inconnue qu'il faut déterminer,mais elle permet également de solutionner les six inconnues de Reynolds.

II.3.2.2. Modèle Algébrique: Hypothèse de longueur de mélange de Prandtl

Pour le modèle algébrique, l'objectif est de définir la viscosité turbulente parune relation simple.

En 1925, Prandtl modélise schématiquement l'agitation turbulente par ledéplacement en bloc de paquets de fluides sur une distance caractéristique *"l"*.

$$u' \approx \bar{u}(y_0 + l) - \bar{u}(y_0) \approx l\left[\frac{\partial \bar{u}}{\partial y}\right]_{y=y_0} \qquad (2.15)$$

En supposant en plus que les fluctuations de même ordre de grandeur sontfortement corrélés, donc :

$$|u'| \sim |v'| \text{ et } |u'v'| = |u'| \times |v'| \qquad (2.16)$$

Alors :

$$-\rho\overline{u'v'} = \rho \cdot l_m^2\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right)^2 \Rightarrow -p\overline{u'v'} = \rho \cdot l_m^2\left|\frac{\partial u}{\partial y}\right|\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) = \mu_t\left(\frac{\partial u}{\partial y}\right) \qquad (2.17)$$

Avec

$$\mu_t = \rho \cdot l_m^2\left|\frac{\partial u}{\partial y}\right| \qquad (2.18)$$

Cette méthode est simple mais elle nécessite de définir au préalable la valeur empirique de la longueur de mélange par conséquent elle n'est pas universelle.

Modèle de premier ordre à une équation

Ces modèles intègrent comme équation supplémentaire celle du transport de l'énergie cinétique turbulente dont la viscosité turbulente est donnée par:

$$\nu_t = C_\mu L\sqrt{K} \qquad (2.19)$$

Avec Cμ est une constante empirique, et L est une longueur des grandes structures turbulentes donnée en chaque point de l'écoulement et K étant l'énergie cinétique turbulente.

Avec ces nouvelles équations, le système d'équations est fermé puisque on acinq inconnues ($\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{p}$ et$K$) et cinq équations : une équation de continuité,3 équations de Reynolds, une équation de l'énergie cinétique.

Modèle de premier ordre à deux équations

Pour les modèles de premier ordre à deux équations, la première équation étant l'équation de l'énergie cinétique turbulente K tandis que la seconde équation supplémentaire est introduite pour contourner le problème de détermination de l'échelle caractéristique. À partir de là, différents choix sont possibles pour la seconde fonction du modèle, ici les plus connus : La relation liant la dissipation ε et l'énergie cinétique turbulente K, la définition d'une équation de transport pour ces deux grandeurs fixe implicitement la longueur caractéristique c.à.d.:

$$\varepsilon \propto \frac{K^{8/2}}{\ell} \quad (2.20)$$

Différents modèles sont basées sur ce modèle à savoir K-ε standard, K-εréalisable, et RNG K-ε. Le système d'équations est fermé puisque on a six inconnues : $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{p}$,K et □d'une part et six équations : une équation de continuité, 3 équations de Reynolds, 2 équations de transport K etε.Aussi, la relation liant la fréquence ω et l'énergie cinétique turbulente K, la définition d'une équation de transport pour ces deux grandeurs fixe implicitement la longueur caractéristique c.à.d :

$$\omega \propto \frac{\sqrt{K}}{\ell} \qquad (2.21)$$

Différents modèles sont basées sur ce modèle à savoir le modèle K- ω, K- ω2.

II.3.2.3. Le modèle k-ε standard

Pour les équations de premier ordre à deux équations, Nous avons vu accours des paragraphes précédentes que pour assurer la fermeture des équations de Reynolds, deux équations Supplémentaires doivent être rajoutées :

► L'équation de l'énergie cinétique turbulente *K*;

► L'équation de taux de dissipation ε.

On a:

$$\varepsilon \propto \frac{K^{\frac{3}{2}}}{\ell} \qquad (2.22)$$

En quantifiant les deux grandeurs K et ε, la valeur de l'échelle caractéristique. *Lésera* déterminée implicitement.

La formulation initiale de la méthode k-ε standard est apparue à la fin des années 60, elle a été très largement répandue même dans le domaine industrielle.

Pour ce modèle, nous avons six inconnues : $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{p}, K$ .etεet aussi six équations : une équation de continuité, trois équations de Reynolds (ou de Navier-Stockes auxquelles on a appliqué la décomposition de Reynolds), 2 équations de transport K et ε.

A.Équation de transport de l'énergie cinétique turbulente

L'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente en partant des équations de Navier stockes avec décomposition de Reynolds est donnée par :

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{A} = \underbrace{-\overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{P} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\underbrace{-\frac{1}{2}.\overline{u_i' u_i' u_j'}}_{T1} - \underbrace{\frac{1}{\rho}\overline{p' u_j'}}_{T2} + \underbrace{\nu \frac{\partial k}{\partial x_j}}_{T3}\right)}_{T} - \underbrace{\nu \overline{\left(\frac{\partial u_i'}{\partial x_k}\frac{\partial u_i'}{\partial x_k}\right)}}_{\varepsilon} \qquad (2.23)$$

Nous pouvons décortiquer cette équation comme suit:

- A : terme convectif ou **d'Advection**, il inclut la variation temporelle de l'énergie cinétique turbulente et son transport par la vitesse moyenne.
- P : terme de **Production** turbulente, en générale il est positif et tend donc à faire croître l'énergie cinétique turbulente. la production turbulente est liée au gradient de vitesse moyenne de l'écoulement.

- T: terme qui traduit le transfert d'énergie cinétique turbulente, on peut distinguer trois contributions à ce transfert :
  - T1: est une corrélation triple de fluctuations de vitesse;
  - T2: est une corrélation entre les fluctuations de pression et les fluctuations de vitesse;
  - T3: est liée à la viscosité et ne nécessitera pas de modélisation car elle est formulée directement à partir de l'énergie cinétique turbulente.
  - ε: terme de dissipation visqueuse turbulente en chaleur, cette dissipation estgénéré par les taux de déformations des fluctuations de vitesse élevés au carrée.

B. Discrétisation des différents termes

Le terme A et ε:

À partir de l'équation complète de transport de l'énergie cinétique turbulente, et afinde fermer le système d'équations, il est nécessaire de modéliser certains termes. Lestermes A et ε ne doivent pas être modélisés car ils figurent parmi les inconnus de cesystème.

Le terme de production P_K :

Cette modélisation est basée sur le concept de viscosité tourbillonnaire.

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu_t\left(\frac{\partial\bar{u}_i}{\partial x_j}+\frac{\partial\bar{u}_j}{\partial x_i}\right).\frac{2}{3}\bar{k}\delta_{ij}\bar{} \qquad (2.24)$$

En utilisant le modèle de Prandtl Kolmogorov, on aura :

$$-\rho\overline{u_i'u_j'} = \mu_t\frac{\partial\bar{u}}{\partial y} \quad (2.25)$$

$$\mu_t = \rho C_\mu l\sqrt{K} \quad (2.26)$$

ET:

$$l \simeq \frac{k^{\frac{3}{2}}}{\varepsilon} \qquad (2.27)$$

Alors:

$$\mu_t = \rho C_\mu \frac{k^2}{\varepsilon} \qquad (2.28)$$

Nous pouvons remarquer que cette viscosité est en fonction des inconnus dusystème. $C\mu$est la première constante du modèle k-ε.

Le terme de transfert T (transport ou diffusion)

Le premier terme $\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{2}\overline{u_i' u_i' u_j'}\right)$peut-être réécrit par l'application de la définition de l'énergie cinétique$k = \left(\frac{1}{2}\overline{u_i' u_i'}\right)$, $donc$:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{1}{2}\overline{u_i' u_i' u_j'}\right) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\overline{\left(\frac{1}{2}u_i' u_i'\right)u_j'}\right] = \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{k u_j'}) \qquad (2.29)$$

En utilisant les propriétés suivantes :

$$\begin{cases} u_j = \bar{u}_j + u_j' \\ \bar{u}_j' = 0 \\ k = \bar{k} + k' \\ \overline{\bar{f} g} = \bar{f}.\bar{g} \end{cases} \qquad (2.30)$$

On aura:

$$\overline{k u_j'} = \overline{(\bar{k} + k')u_j'} = \overline{\bar{k} u_j' + k' u_j'} = \overline{\bar{k} u_j'} + \overline{k' u_j'} = \bar{k}\underbrace{\overline{u_j'}}_{0} + \overline{k' u_j'} = \overline{k' u_j'} \qquad (2.31)$$

Donc:

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{k u_j'}) = \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{k' u_j'}) \qquad (2.32)$$

Remarquons nous que le terme $(\overline{k u_j'})$ ressemble au terme $\overline{p u_i' u_j'}$,et souvenons-nous que nous avons mis:$-\rho\overline{u_i' u_j'} = \mu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial y}$,donc nous allons mettre :

$$-\overline{k' u_j'} = (\nu_t)_k \frac{\partial k_k}{\partial x_j} \qquad (2.33)$$

Notons que $(\nu_t)_k$a priori est différente de (ν_t); pour ce mettons:

$$(\nu_t)_k = \frac{\nu_t}{\sigma_k} \qquad (2.34)$$

$\sigma_k$est la deuxième constante du modèle k-ε.

Finalement l'équation modélisée de transport d'énergie cinétique turbulente s'écrit sous la forme:

$$\underbrace{\frac{\partial k}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial k}{\partial x_i}}_{} = \underbrace{\nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right)\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}}_{} + \underbrace{\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}}_{} - \underbrace{\varepsilon}_{} \qquad (2.35)$$

Avec $\nu_t = C_u \frac{k^2}{\varepsilon}$,C_u *et* $\sigma_k$sont respectivement la première et la deuxième constante.

Sous une forme plus générale, cette équation peut s'écrire:

$$\frac{dk}{dt} = \text{Sourcc}(k) + \text{Diff}(k) - \text{ Puits }(k) \qquad (2.36)$$

En résumé: $Convection = Production + diffusion - dissipation$

En s'inspirant de l'équation de transport de l'énergie cinétique turbulente, nouspouvons écrire :

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} = \text{Sourcc}(\varepsilon) + \text{Diff}(\varepsilon) - \text{Puits}(\varepsilon) \qquad (2.37)$$

Nous trouvons alors des termes analogues :

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \bar{u}_i \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_i} = C_{1\varepsilon} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u_i' u_j'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\nu + \frac{\nu_t}{\sigma_\varepsilon}\right)\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] - C_{2\varepsilon} \frac{\varepsilon^2}{k} \qquad (2.38)$$

Cette écriture a introduit trois constantes supplémentaires : $C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$, et σ_ε .

Finalement le modèle k-ε est constitué de six équations :

- Équation de continuité
- Les équations de Reynolds issues des équations de Navier Stockes
- L'équation de l'énergie cinétique turbulente k
- L'équation de la dissipation ε
- la viscosité turbulente avec: $\nu_t = C_u \frac{k^2}{\varepsilon}$

- six inconnues: $\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}, \bar{p}$,K et ε
- cinq constantes d'ajustement:C_u,$C_{1\varepsilon}$, $C_{2\varepsilon}$,$\sigma_k$et σ_ε

Les valeurs de constantes issues d'un compromis entre les famillesd'écoulements constituent les valeurs standards et qui sont présentées commesuit:

C_u= 0, 09,$C_{1\varepsilon}$ =1, 44 , , $C_{2\varepsilon} = 1.92$, σ_k =1, 0 , σ_ε =1, 3

II.3.2.4. Présentation du modèle SST-K-ω

Le modèle de transport des contraintes de cisaillement K-ω (SST-K-ω) est utilisé dans nos travaux. Développée par Menter [28], la formulation du transport des contraintes de cisaillement (SST) combine le meilleur de deux modèles. L'utilisation d'une formulation k-ε dans les parties internes de la couche limite rend le modèle directement utilisable tout le long de la paroi à travers la sous-couche visqueuse, par conséquent le modèle SST k-ω peut être utilisé comme un modèle de turbulence à faible nombre de Reynolds sans fonctions d'amortissement supplémentaires. Similaire au modèle standard k-ε, l'équation de transport pour k et ω est légèrement modifiée et elle est donnée par:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k}\right)\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + \tilde{G}_k - Y_k + S_k \qquad (2.39)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\omega}\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_j}\right] + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega \qquad (2.40)$$

où, K est l'énergie cinétique turbulente, et ω est le taux de dissipation spécifique, (rapport de K à ε), les autres variables sont énumérées dans le tableau2.1 et:

$$G_k = min(G_k, 10\rho\beta^* k\omega) \qquad (2.41)$$

Le terme pour la production de ω, Gω défini comme, μt la viscosité de turbulence est calculée d'une manière différente de celle utilisée dans le modèle standard et est donnée par:

$$\mu_t = \frac{pk}{\omega}\frac{1}{max\left[\frac{1}{\alpha^*}, SF_2/\alpha_1\omega\right]} \qquad (2.42)$$

Une fonction de pondération (Blending function) a été ajoutée au modèle SST pour garantir que les équations du modèle se comportent correctement à la fois dans les zones proches du mur et pour les zones de champs d'écoulement:

$$\sigma_k = \frac{1}{\left(\frac{F_1}{\sigma_{K,1}}\right)+\frac{1-F_1}{\sigma_{k,2}}}, \sigma_\omega = \frac{1}{\left(\frac{F_1}{\sigma_{\omega,1}}\right)+\frac{1-F_1}{\sigma_{\omega,2}}} \quad (2.43)$$

Avec:

$$F_1 = \tanh(\Phi_1^4), F_2 = \tanh(\Phi_2^2) \quad (2.44)$$

Le terme de diffusion croisée, Dω, fait intervenir le modèle k-ε standard et lemodèle k-ω standard et est défini comme:

$$D_\omega = 2(1-F_1)\rho\sigma_{\omega,2}\frac{1}{\omega}\frac{\partial k}{\partial x_j}\frac{\partial \omega}{\partial x_j} \quad (2.45)$$

Les constantes spécifiques du modèle SST k-ω sont définies comme suit:

$$\sigma_{\omega,1} = 2.0, \sigma_{\omega,2} = 1.168, \sigma_{k,1} = 1.176, \sigma_{k,2} = 1.0, a_1 = 0.31 \quad (2.46)$$

II.3.2.5. Présentation RANS- RNG [28]

L'énergie cinétique de turbulence, k, et sa dissipation ε sont obtenues a l'aide des équations de transport suivantes [28] :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_k \mu_{eff}\frac{\partial k}{\partial x_j}\right] + G_k + G_b - \rho\varepsilon - Y_M + S_k \quad (2.47)$$

Avec: $\hat{v}=\mu_{eff}/\mu$ et $c_v \approx 100$ (2.48)

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} - R_\varepsilon + S_\varepsilon \quad (2.49)$$

Dans ces équations, αk et αε sont les inverses des nombres de Prandtl effectifs pour *k* et ε, respectivement. La viscosité turbulente obtenue par la théorie RNG résulte en une équation différentielle:

$$d\left(\frac{\rho^2 k}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\right) = 1.72\frac{\hat{v}}{\sqrt{\hat{v}^3 - 1 + C_v}} \qquad (2.50)$$

$$\text{avec : } \hat{v} = \mu_eff/\mu \;\; et_C_v \approx 100 \qquad (2.51)$$

L'équation (2.50) est intégrée pour permettre au modèle de bien traiter lesécoulements de bas nombres de Reynolds et les régions près de la paroi.

Aux hauts nombres de Reynolds, l'équation (2.50) donne $\mu = \rho C_\mu \frac{K^2}{\varepsilon}$avec C_μ= 0.0845, dérivée en utilisant la théorie RNG. Il est intéressant de noterque la valeur de "C_μ" est très proche de la valeur empirique de 0.09 utiliséepour le modèle k-ε standard.

Les inverses des nombres de Prandtl effectives, k et ε, sont calculés enutilisant la formule suivante dérivée analytiquement par la théorie RNG:

$$\left|\frac{\alpha - 1.3929}{\alpha_0 - 1.3929}\right|^{0.6321}\left|\frac{\alpha + 2.3929}{\alpha_0 + 2.3929}\right|^{0.3679} = \frac{\mu_{mol}}{\mu_{eff}} \qquad (2.52)$$

Oùα_0=1.0 A haut nombre de Reynolds La différence principale entre le modèle RNG et le modèle k-ε est liée auterme supplémentaire dans l'équation de ε donné par :

$$R_\varepsilon = \frac{C_\mu \rho \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta\eta^3} \cdot \frac{\varepsilon^2}{k} \qquad (2.53)$$

Où $\eta \equiv \frac{S_k}{\varepsilon};\;\; \eta_0 = 4.38;\;\; \beta = 0.012$

Les effets de ce terme dans l'équation ε peuvent être clairement observés parle réarrangement de l'équation (2.49). Utilisant l'équation (2.53), le troisième et le quatrième terme dans le membre à droite de l'équation (2.49) peuvent être fusionnés, et l'équation de ε résultante peut être réécrite comme :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\varepsilon) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho\varepsilon u_i) = \frac{\partial}{\partial x_j}\left[\alpha_\varepsilon \mu_{eff}\frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j}\right] + C_{1\varepsilon}\frac{\varepsilon}{k}(G_k + C_{3\varepsilon}G_b) - C^*_{2\varepsilon}\rho\frac{\varepsilon^2}{k} \qquad (2.54)$$

Où $C^*_{2\varepsilon}$est donné par:

$$c^*_{2\varepsilon} = c_{2\varepsilon} + \frac{c_\mu \rho \eta^3 (1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta\eta^3} \qquad (2.55)$$

Dans les régions où η<η0, le terme Rε donne une contribution positive, et devient plus grand que $C_{2\varepsilon}$ en couche logarithmique, par exemple, on peut montrer que η≅3.0, donnant $C_{2\varepsilon}^{*}$≅*2*, qui est proche de la valeur de $C_{2\varepsilon}$dans le modèle standard (1.92).

Donc, pour les écoulements faiblement ou moyennement déformés, le modèle RNG tend à donner des résultats largement comparables au modèle k-ε standard. Dans les régions avec taux de déformation élevé (η<η0), cependant, le terme Rε donne une contribution négative, résultant à une valeur de $C_{2\varepsilon}^{*}$moins que $C_{2\varepsilon}$.

En comparaison avec le modèle *K*-ε standard, la plus petite destruction de ε augmente, réduisant *K* et, éventuellement, la viscosité turbulente effective. Par conséquent, dans les écoulements fortement déformés, le modèle *RNG* donne une viscosité turbulente faible que le modèle *K*-ε standard. Ainsi, le modèle *RNG* est plus sensible aux effets de déformation rapide et de courbure des lignes de courant que le modèle *K*-ε *s*tandard, ce qui explique les performances supérieures du modèle *RNG* pour certaines classes d'écoulements.
Les constantes du modèle$C_{1\varepsilon}$ *et* $C_{2\varepsilon}$ont des valeurs dérivées analytiquement par la théorie RNG. Ces valeurs sont:

$$C_{1\varepsilon} = 1.42, C_{2\varepsilon} = 1.6 \qquad (2.56)$$

II.3.2.6. Présentation du modèle LES [30]

Les plus grandes échelles de turbulence sont en général comparables en taille à la longueur caractéristique de l'écoulement moyen. Les plus petites échelles sont responsables de la dissipation de l'énergie cinétique de turbulence. Il est possible, dans la théorie, de résoudre directement tout le spectre turbulent utilisant une approche connue sous le nom de simulation numérique directe (DNS). Aucune modélisation n'est exigée dans la DNS. Cependant, la DNS n'est pas faisable pour des problèmes pratiques de technologie comportant des écoulements à nombre de Reynolds élevé. Le coût exigé pour que la DNS résolve la gamme entière des échelles est proportionnel au $R_{e\,t}^{3}$ ou $R_{e\,t}$ est le nombre de Reynolds turbulent. Clairement, pour des nombres de Reynolds élevés, le coût devient prohibitif. L'idée derrière la LES peut-être récapitulée comme suit [25, 29]:

- La quantité de mouvement, la masse, l'énergie, et d'autres grandeurs scalaires passives sont transportées dans la plupart du temps par les grandes échelles ;

- Les gros tourbillons sont dictés par les géométries et les conditions de frontière de l'écoulement impliqué ;
- Les petites échelles dépendent moins de la géométrie, tendent à être plus isotropes, et sont par conséquent plus universels ;
- La probabilité de trouver un modèle universel de turbulence estbeaucoup plus grande pour les petites échelles.

La résolution seulement des grandes échelles nécessite d'employer une maille beaucoup plus grossière et de plus grands pas du temps dans la LES que dans la DNS. Cependant, la LES exige toujours des mailles sensiblement plus fines que celles typiquement utilisées pour des calculs avec RANS. En outre, là LES doit être exécutée pendant un temps suffisamment long d'écoulement pour obtenir des statistiques stables de l'écoulement étant modélisé. En conséquence, le coût informatique entraîné de la LES est normalement des ordres de grandeur plus haut que cela pour des calculs réguliers de RANS en termes de mémoire (RAM) et de temps de calcul (CPU). Par conséquent, l'outil informatique à haute performance (par exemple, calcul parallèle) est une nécessité pour la LES, particulièrement pour des applications industrielles. L'approche LES a été développée pour résoudre les plus grandes structures énergétiques de l'écoulement (basses fréquences) et modéliser les petites structures énergétiques (hautes fréquences) qui ont un comportement plus isotrope. Elle est basée sur une séparation des échelles turbulentes présentes dans l'écoulement. La séparation des échelles est obtenue par une opération de filtrage représentée mathématiquement par le produit de convolution entre un filtre passe-bas (en terme fréquentiel) $G(\Delta, x, t)$ de longueur de coupure Δ et le terme $\Phi(x, t)$. La q.

$$\overline{\phi(x)} = \bar{\phi}(x) = \int_D \phi(x') \cdot G(x, x') dx' \qquad (2.57)$$

Le choix du filtre G est lié à la méthode de simulation employée. Lorsque la résolution des équations de Navier-Stokes est dans l'espace de Fourier (cas des méthodes spectrales), le filtre porte (ou passe-bas en fréquence) est utilisé.

Lorsque la résolution s'effectue dans le domaine physique (cas des volumes finis), le filtre spatial est défini par le filtre boite correspondant à un filtrage volumique sur la maille (tableau 2.1).

Tableau 2.1 : Expression du filtre spatial G dans le cas de filtre porte et boite dans les espaces physique et spectral pour une longueur de coupure $\overline{\Delta} = 2\pi/k_c$[31]

	Espace PHYSIQUE	Espace SPECTRAL
Filtre Boite	$G(x) = \begin{cases} 1/\overline{\Delta} & \text{si } \lvert x\rvert \le \frac{\overline{\Delta}}{2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases}$	$\bar{G}(k) = \frac{\sin(k\overline{\Delta}/2)}{k\overline{\Delta}/2}$
Filtre Porte	$\boldsymbol{G(x) = \frac{\sin(k_c x)}{k_c x}}$	$\bar{G}(\boldsymbol{x}) = \begin{cases} \mathbf{1} & \textbf{si } \lvert \boldsymbol{k}\rvert \le \boldsymbol{k_c} \\ \mathbf{0} & \textbf{sinon} \end{cases}$

En supposant que *G* vérifie les propriétés de conservation des constantes, de linéarité et de commutativité avec les opérateurs de dérivées spatiales et temporelles, le filtrage des équations de Navier-Stokes donne :

$\nabla\bar{u}$=0

$$\rho\left(\frac{\partial\bar{u}}{\partial t} + \nabla\bar{u}\otimes\bar{u}\right) = -\nabla\bar{p} + \rho\bar{F} + \nabla\cdot\left(2\mu\bar{S} - \tau_{sgs}\right) \qquad (2.58)$$

Avec $\tau_{sgs} = \overline{u\otimes u} - \bar{u}\otimes\bar{u}$.

De la même manière qu'en appliquant l'operateur de moyenne d'ensemble aux équations de Navier-Stokes, le système obtenu nécessite une relation de fermeture pour estimer le tenseur τsgs qualifié de « sous-maille » (Sub-Grid en anglais) [32]. Ce terme supplémentaire apparu après filtrage, représente les interactions entre les petits et les gros tourbillons.

A. Modélisation des termes de sous-maille

Il existe deux stratégies pour modéliser ces interactions en fonction des grandeurs résolues : ***Approche Fonctionnelle*** *:* cette modélisation considère l'action des petites structures turbulentes sur l'écoulement résolu comme dissipative uniquement. Le terme sous-maille est approché par un terme dissipatif exprimé en fonction du champ résolu *u* . L'hypothèse essentielle à la base des modèles fonctionnels considère exclusivement l'action des petites échelles sur les grandes échelles d'un point de vue énergétique. L'action des petites échelles (supposée universelle puisque isotrope et indépendante des échelles résolues) est donc décrite par les transferts énergétiques entre les petits et les gros tourbillons.

Approche Structurelle : Contrairement à la modélisation précédente, cette approche ne fait aucune hypothèse sur l'action des échelles ne sous-maille sur les échelles résolues. La modélisation structurelle cherche à approximer directement l'expression du terme sous-maille en fonction du champ résolu *"u"*à l'aide de développements en série. Avec ce type de

méthodes, on cherche à reconstruire explicitement les fluctuations sous-mailles à partir désinformations contenues dans le champ résolu, puis à calculer le terme sous maille. Dans la suite, seule l'approche fonctionnelle, utilisée ici, est détaillée. Il faut cependant préciser que chaque type de modélisation possède ses propres forces et faiblesses. Ainsi, les modèles fonctionnels prédisent généralement de façon correcte les transferts d'énergie inter échelles, ce qui ne semble pas être le cas des modèles structurels, qui s'avèrent souvent trop peu dissipatifs et instables d'UN point de vue numérique [30].

B. Modèle de Smagorinsky

Le premier modèle de sous-maille fut proposé par Smagorinsky [33] pour un écoulement incompressible. Il part du principe que les grandes échelles turbulentes de l'écoulement (résolues) cèdent de l'énergie aux plus petites. Ainsi, la turbulence de sous-maille peut être considérée comme un phénomène dissipatif et modélisée comme tel. Le transfert d'énergie est pris en compte en reliant proportionnellement le tenseur des contraintes de sous-maille τij au tenseur du taux de déformation des échelles résolues *Sij* au moyen d'une viscosité turbulente de sous-maille µ*t*. L'hypothèse de Boussinesq peut être utilisée pour les modèles de turbulence de la sous-maille [34] comme dans lemodèle RANS. En calculant les constraints de turbulence de :

$$-\frac{1}{3}\tau_{kk}\delta_{ij} = -2\mu_t\overline{S_{\iota J}} \qquad (2.59)$$

Où µ*t* est la viscosité turbulente de la sous-maille, la partie isotrope de la sous-maille τ_{kk} n'est pas modélisée, mais elle est ajouté au terme filtré de lapression statique. Le tenseur des taux de déformation de l'échelle résolue est défini par :

$$\bar{S}_{ij} \equiv \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i}\right) \qquad (2.60)$$

La viscosité turbulente de sous-maille s'exprime selon le modèle de Smagorinsky de la façon suivante :

$$\mu_t = \rho L_s^2 |\bar{S}| \qquad (2.61)$$

Où : *LS* est la longueur de mélange de la sous-maille et $|\bar{S}| \equiv \sqrt{\overline{S_{\iota J} S_{\iota J}}}$, dans certain logiciel de simulation tel que FLUENT *LS* est :

$$L_s = min\left(\kappa d, C_s V^{1/3}\right) \qquad (2.62)$$

Avec : κ est la constante de Kármán, d est la distance au mur, Cs est la constante de Smagorinsky, et V est le volume du domaine de calcul. Lilly [35] déterminé une valeur de 0.17 pour la constante de Smagorinsky pour une turbulence homogène et isotrope. Cependant, cette valeur a été déterminée pour atténuer les fluctuations des grandes échelles en présence du cisaillement moyenne dans des écoulements transitoires en tant que frontière solide proche et doivent être réduites dans ces régions. Cs n'est pas une constante universelle, qui est le point faible le plus sérieux de ce modèle simple. Néanmoins, la valeur de Cs a été égale à environ 0.1 s'est avérée pour donner les meilleurs résultats pour une large gamme d'écoulements [35].

C. Modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly

Germano et al. et par la suite Lilly ont conçu une procédure dans laquelle la constante de Smagorinsky *Cs,* est dynamiquement calculée sur labase des informations fournies par les échelles résolues du mouvement [34].Cette méthode dynamique permet d'éviter ainsi, la nécessité pour lesutilisateurs, de spécifier la constante *Cs* à l' avance. La constante du modèle dynamique de Smagorinsky-Lilly varie dans le temps et en fonction de l'espace sur une gamme assez large. Afin d'éviter l'instabilité, dans le code Fluent, cette constante *Cs* est fixée à zéro et 0.23.

D. Modèle WALE (Wall Adapting Local eddy-Viscosity Model)

Dans ce modèle, la viscosité de l'échelle est modélisée par :

$$\mu_t = \rho L_S^2 \frac{\left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{3/2}}{\left(\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}\right)^{5/2} + \left(s_{ij}^d s_{ij}^d\right)^{5/4}} \qquad (2.63)$$

LS et S_{ij}^dsont définies comme suit :

$$L_s = min\left(\kappa d, C_w V^{1/3}\right)$$
$$S_{ij}^d = \frac{1}{2}\left(\bar{g}_{ij}^2 + \bar{g}_{ji}^2\right) - \frac{1}{3}\delta_{ij}\bar{g}_{kk}^2, \bar{g}_{ij} = \frac{\partial \bar{u_i}}{\partial x_j} \qquad (2.64)$$

A titre d'exemple, en fluent, la valeur par défaut de la constante *Cw du* modèle «WALE » est de 0,325. Cette valeur est appliquée pour une large gamme d'écoulements en donnant des résultats satisfaisant. et a été trouvé à donner des résultats satisfaisants pour une large gamme

de débit. Le reste de la notation est le même que celui appliqué dans le modèle Smagorinsky-Lilly.

E. Modèle dynamique de l'énergie cinétique de la sous-maille

L'hypothèse de ce modèle est l'équilibre entre l'énergie transférée par l'échelle filtrée et la dissipation d'énergie cinétique de l'échelle de la sous-maille. Ce modèle a été proposé par Kim et Menon [36,37]. L'énergie cinétique de la sous maille est définie par :

$$k_{sgs} = \frac{1}{2}\left(\overline{u_k^2} - \bar{u}_k^2\right) \qquad (2.65)$$

Avec:

$$\mu_t = C_k K_{sgs}^{1/2} \Delta_f \qquad (2.66)$$

Δfest la taille de la sous-maille :

$$\Delta_f \equiv V^{\frac{1}{3}} \qquad (2.67)$$

Or

$$\tau_{ij} - \frac{2}{3} K_{sgs} \delta_{ij} = -2 C_k K_{sgs}^{\frac{1}{2}} \Delta_f \bar{S}_{ij} \qquad (2.68)$$

K_{sgs}est obtenue en résolvant l'équation de transport suivante :

$$\frac{\partial \overline{K}_{sgs}}{\partial t} + \frac{\partial \bar{u}_j \overline{K}_{sgs}}{\partial x_j} = -\tau_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_\varepsilon \frac{K_{sgs}^{\frac{3}{2}}}{\Delta_f} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\frac{\mu_f}{\sigma} \cdot \frac{\partial K_{sgs}}{\partial x_j}\right) \qquad (2.69)$$

Les constantes de ce modèle, C_k *et* $C_\varepsilon$sont déterminées dynamiquement, tandis que σ*k*est rapprochée à la valeur 1 [38].

II.4. MODELE PHYSIQUE

II.4.1. Cas de référence et maillage 3D:

Pour le cas tridimensionnel 3D, il est procédé de la même façon à la présentation du modèle physique d'un jet de plasma thermique en utilisant l'argon comme gaz plasmagène pour P=1780W, le jet de plasma est supposé stable, incompressible, subsonique en équilibre thermodynamique local et turbulent. De plus, on suppose qu'il n'y a pas de réactions chimiques dans la phase gazeuse. Le code Ansys CFX a été également utilisé pour la résolution des équations Navier-Stokes et grandeurs de turbulence et ceci pour les deux modèles de turbulence à savoir le RNG et le SST k-ω. Le code CFX du préprocesseur est utilisé pour la construction du domaine de calcul et la génération de la grille 3D.La géométrie de l'écoulement considéré est représentée sur La figure2.1.Lesdimensions du domaine de calcul sont respectivement de ***100*** mm et ***50*** mm pour la longueur et le diamètre du cylindre. L'axe des *z* est aligné le long du flux d'entrée et l'axe des y perpendiculaire à l'axe des x et z, le diamètre de l'abuse est de 3,0 mm, le débit d'argon est de 8,4 litres/min. Au début on effectue des simulations pour un écoulement sans substrat, et puis on introduit le substrat sous forme de disque ayant une épaisseur qu'égale à 10 mm. Un maillage structuré cartésien non uniforme dans les deux directions Y et Z est utilisé, et un maillage circulaire structuré est utilisé dans les faces parallèle à z. Une attention particulière a été portée à la génération du maillage en particulier au traitement près des parois. Le domaine de calcul est divisé en six zones de maillage structuré non uniforme, comme le montrent les figures 2.1,-2.3. L'emplacement des limites d'entrée et de sortie et des autres limites avec substrat est indiqué sur la figure 2.2 et 2.3. De plus, TAB.2.2 présente le domaine de calcul correspondant avec 287874 éléments pour le calcul avec le substrat.

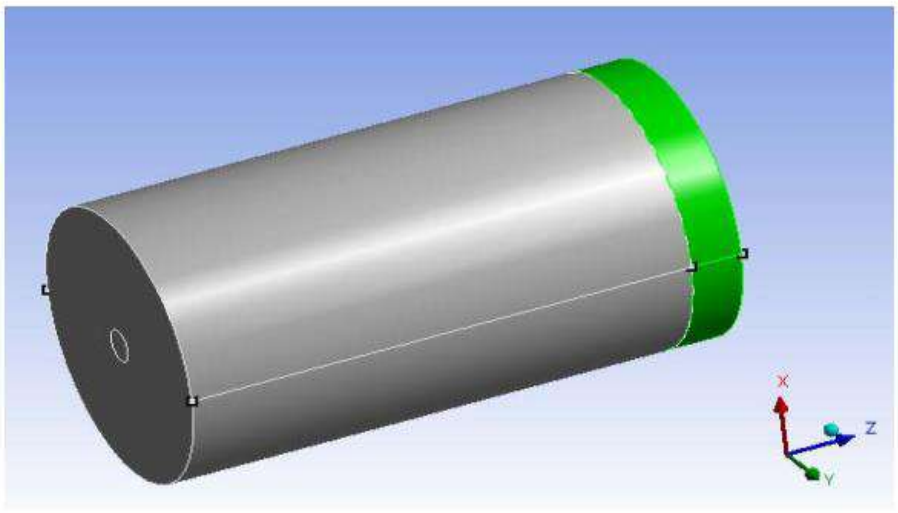


Fig.2.1. Domaine de calcul 3D avec ANSYS-CFX (une pulvérisation plasma thermique)

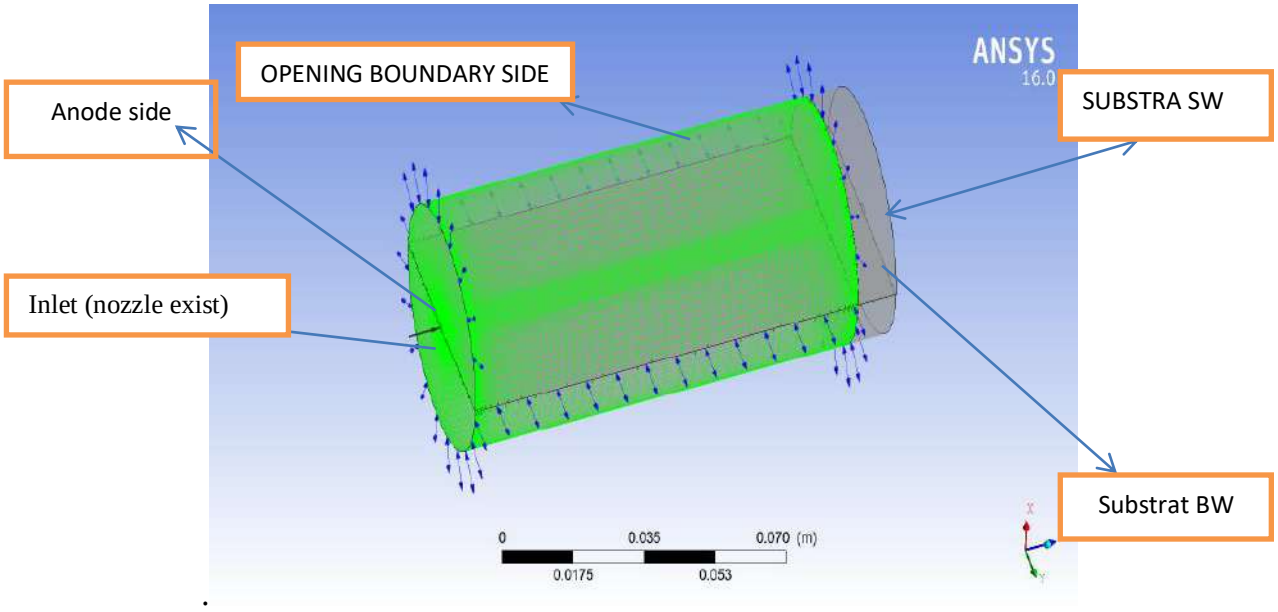


Fig.2.2. Domaine de calcul 3D avec maillage ANSYS-CFX (une pulvérisation plasma thermique) et désignation des limites 3D avec substrat

Le Tab2.2 présente les types de conditions aux limites pour le cas étudié, les dénominations de zones de conditions aux limites sont mentionnés sur la figure .2.4.

Tab.2.2. Le nombre de nœuds dans les différentes zones des zones maillées

Zone	Nom de la zone	Nombre De nœuds	Type of boundaries	valeur
B1	Inlet(nozzle exist)	60	Temperature and velocity profiles	
B2	Anode wall 1	60	Non slip wall	T =500°K
B3	Outlet	150	Opening boundaries	
B4	Interface	160	Conservative interface flux	
B5	substrate(Bottom wall)	160	Heat transfer coefficient and Outside temperature	Heat coef. $= 40\mathrm{W.m^{-2}.K^{-1}}$
B6	Substrate (Side wall)	40	Non slip Wall	T=300K

II.4.2. Profiles de températures et vitesses à l'entrée

Snabre et al [39] utilisent des formules dérivées de l'équation d'équilibre enthalpique (136) pour obtenir les valeurs de T_{max} et U_{max} à l'entrée de la buse. où T_0 , U_0 , U_a sont calculés à partir de l'Eq(45) à (48) :

$$U_0 = U_a \,.\, T_0 \tag{45}$$

$$U_a = \frac{4Q}{\pi}.D^2 \tag{46}$$

$$T_0 = \frac{-b+\sqrt{(b^2-4ac)}}{2a} \tag{47}$$

$$\text{Avec.} a = \frac{1}{2}\rho Q(\frac{U_A}{T_a})^2,\ b = \rho Q C_P \ \text{ and } \ c = -\left(\frac{1}{2}\rho Q {U_a}^2 + \rho Q C_P T_a + P\right) \tag{48}$$

En utilisant les équations (45) à (48), on obtient les résultats mentionnés sur Tableau (2.3-2.4) pour les différents cas de vitesse d'injections et de coefficient de transfert de chaleur en s'alignant aux données expérimentaux de Snabre et al.[39].

Tableau.2.3: Valeurs de vitesse et coefficient de transfert de chaleur constant pour différents cas			
Cases	U_0(m/s)	Coefficient de transfert de chaleur(K)	P (w)
Case a Case b Case c Case d	930 700 500 300	300	1780

Tableau.2.4: Valeurs du coefficient de transfert de chaleur à vitesse constante pour différents cas			
Cases	Coefficient de transfert de chaleur(K)	U_0(m/s)	P (w)
Case a Case b Case c	700 500 100	930	1780

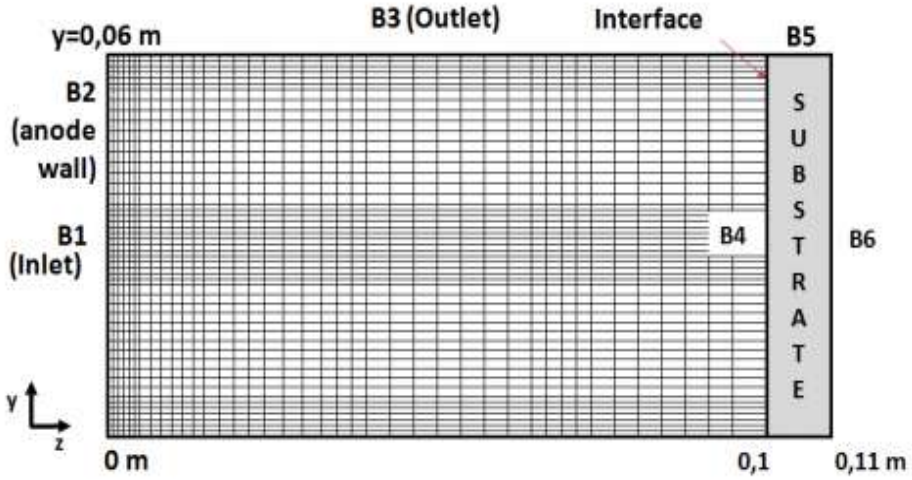


Fig. 2.3: Domaine de calcul avec maillage dans le plan XZ réalisé par ANSYS-CFX et désignation des limites avec substrat.

Les profils de l'énergie cinétique turbulente *K* et l'énergie de dissipation ε à l'entrée sont donnés respectivement par les expressions suivantes [41]:

$$K=0.5*I_t*V_z^2 \qquad (2.70)$$

$$\varepsilon(r)=C_u*k^2(r)/L_m \qquad (2.71)$$

Où *Vz* vitesse d'argon suivant *z* , $It=0.02$, $C\mu=0.09$, $Lm=0.075*R_{torche}$

Aussi, les conditions aux limites relatives aux fractions de volume de l'argon et de l'air sont présentées sur le tableau 3.4.

Tab. 2.5. Les fractions volumiques pour l'air et l'argon pour différentes limites

	Inlet	outlet	opening side
% Air	0	100	100
% Argon	100	0	0

La condition 'Opening' est défini de manière à ce que la pression relative est nulle et la direction de l'écoulement est perpendiculaire à la face 'Opening'.

Il est à noter que lors de l'introduction des valeurs des caractéristiques de l'air dans le code de calcul CFX en fonction de la température (CpAir, DensitAir, ViscosAir, ConductAir) un code erreur 0 apparait, cette erreur peut être éliminée par le lancement du calcul au début avec des caractéristiques

constantes (des valeurs de Cp, viscosité, conductivité thermique et densité pour les conditions normales à température ambiante), ensuite les simulations seront lancées avec les résultats générés mais cette fois-ci avec les caractéristiques réelles en fonction des températures.

CHAPITREIII

III.1.INTRODUCTION

Dans ce Chapitre nous allons présenter les divers résultats obtenus par les simulations effectuées en utilisant le code ANYS-CFX en 3D, des graphes comparatifs entre les résultats obtenus et ceux de l'expérimental seront aussi exposés afin de valider les résultats. Des explications seront présentées aussi bien pour l'écoulement que pour le substrat.

III.2. Résultats pour le cas tridimensionnel:

III.2.1. Présentation du cas à étudier:

Nous présentons dans cette partie l'écoulement tridimensionnel stationnaire d'UN jet de plasma d'argon pour une puissance qui égale à 1780W en utilisant le code ANSYS-CFX. Les dimensions du domaine de calcul pour le jet de plasma sont respectivement 100 mm et 50 mm pour la longueur et le diamètre du cylindre. Le diamètre de la buse est de 3,0 mm, le débit d'argon est de 8,4litres/min, l'axe *z* est aligné le long de la normale du centre du cercle se trouvant au centre de la buse, tandis que l'axe y est perpendiculaire à l'axe *z*.Le modèle de turbulence RNG k-ε a été adopté pour obtenir des résultats dissimulations. Les dimensions du domaine de calcul pour substrat sont respectivement 10 mm et 50 mm pour la longueur et le diamètre du cylindre, le matériau du substrat est l'acier. Les profils de vitesse et de température sont utilisés pour le mode tridimensionnel. Les profils de l'énergie cinétique turbulente *K* et l'énergie de dissipation ε ont été introduites à l'entrée conformément aux équations (2.58) et (2.59) du chapitre 2. Les caractéristiques de l'argon et de l'air en fonction de la température (densité, chaleur spécifique, viscosité dynamique et conductivité thermique) ont été aussi imposées dans le domaine de calcul.

III.2.2. Ecoulement 3D stationnaire en utilisant RNG

Les résultats présentés dans la figure (3.1.et 3.6) montrent les distributions axiales de température prédites du jet de plasma d'argon étudié pour P=1780W pour un écoulement avec substrat. Les profils de vitesse et de température obtenus à l'aide du modèle de turbulence RNG le long de la ligne centrale (*x=y=0).*Dans la figure (3.1) pour toutes les valeurs de vitesse d'injection, la température maximale dans le premier millimètre de la pointe de la buse (Z =0 mm, Tmax = 14000 K), en aval de la buse diminue progressivement en raison de l'expansion du plasma et des pertes par convection et rayonnement jusqu'à la fin de l'axe Z au niveau du substrat (z=100).

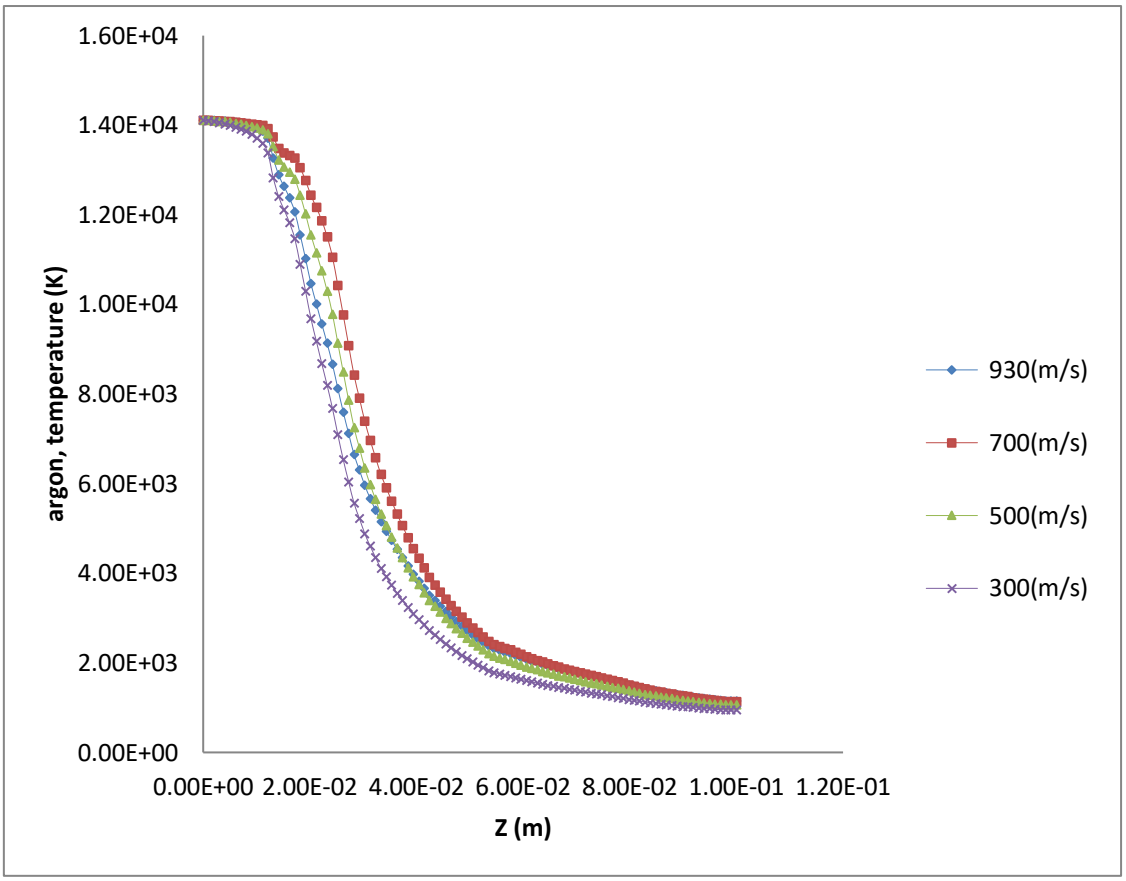
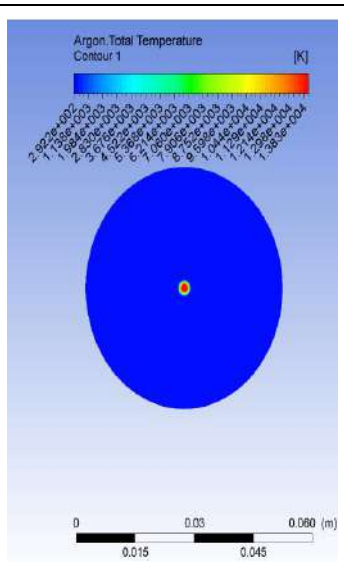
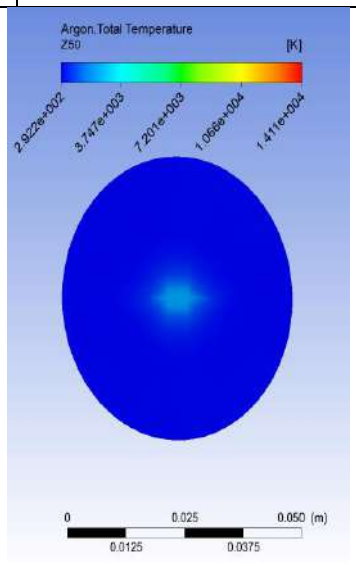
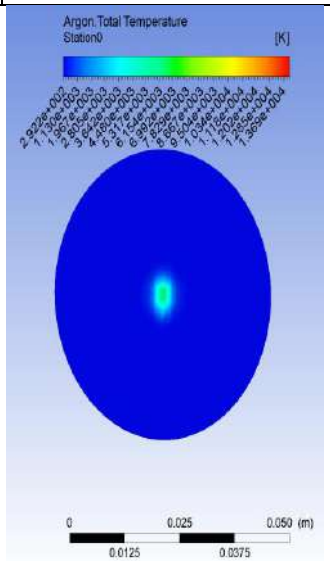


Figure.3.1.distributions de température d'argon suivant Z(m)Pour quatre vitesses d'injections.

Les profils de température aux différentes station de long du jet plasma et différents vitesse d'injection de plasma d'argon sont représentés sur les figures(3.2-3.5) , ces profils préservent l'aspect de la symétrie pour les quatre vitesse d'injection. Observe que la température du plasma d'argon diminue progressivement sur niveau de la ligne centrale le long de l'axez (z=0mm et z=100mm) et la température du substrat diminue également selon z (z = 100 à z = 101). Cette diminution s'accompagne d'une décroissance graduelle sur la direction de x et y sous forme de cercles iso-thermiques.

	Z0(mm)	Z25(mm)	Z50(mm)
930(m/s)			

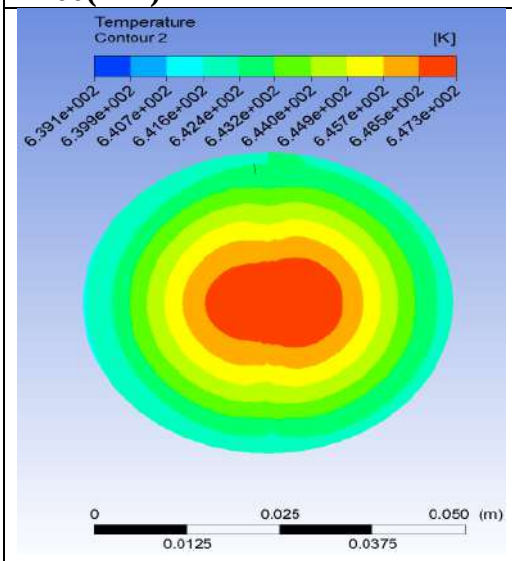
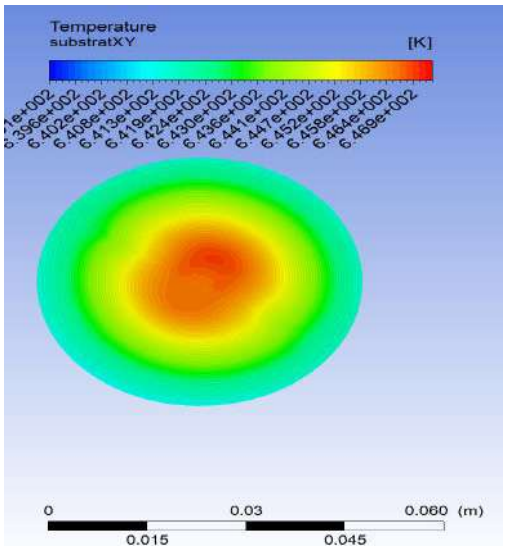
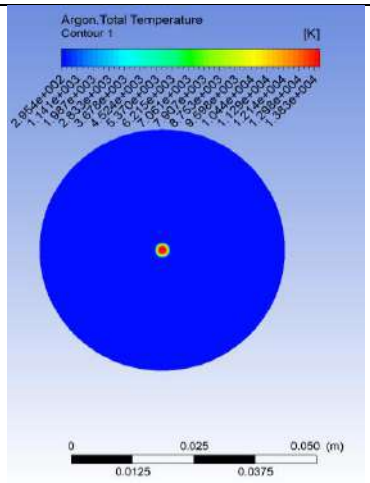
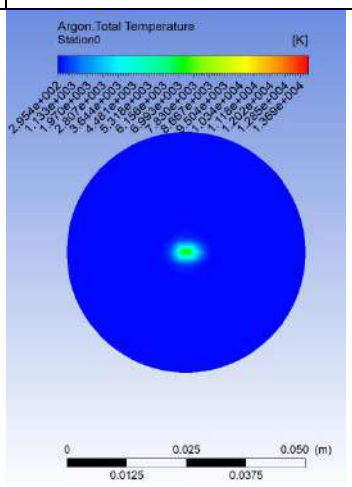
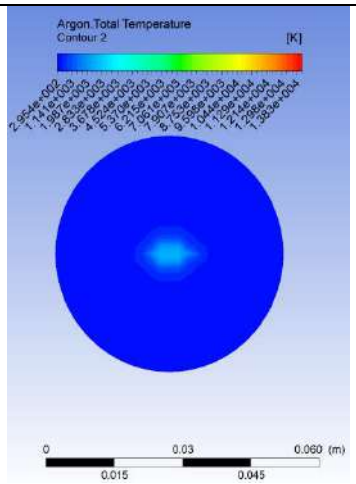
Z100(mm)	SUBSTRA
	

Figure.3.2.Les contours de températures au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 930(m/s).

	Z0(mm)	Z25(mm)	Z50(mm)
700(m/s)			

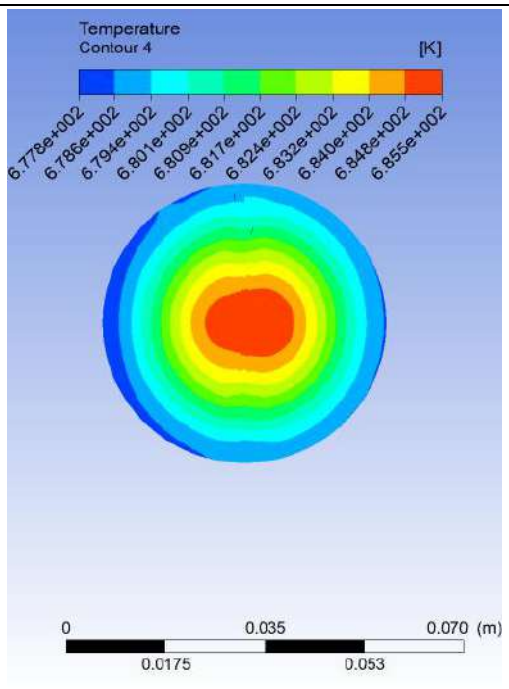
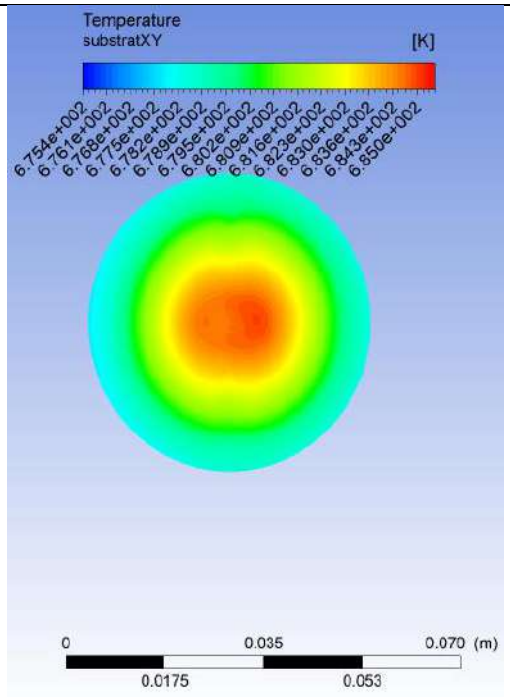
Z100	SUBSTRA
	

Figure3.3.Les contours de températures au niveau plan XY Pour une vitesse d'injection 700(m/s).

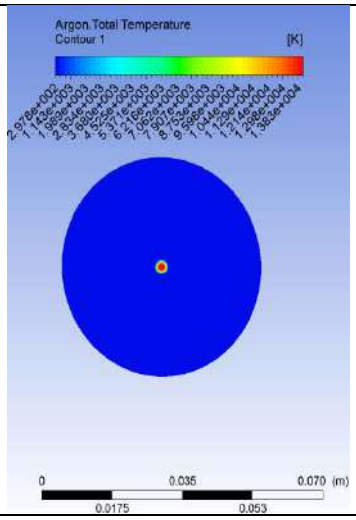
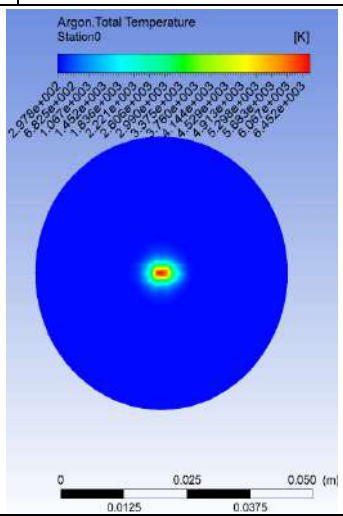
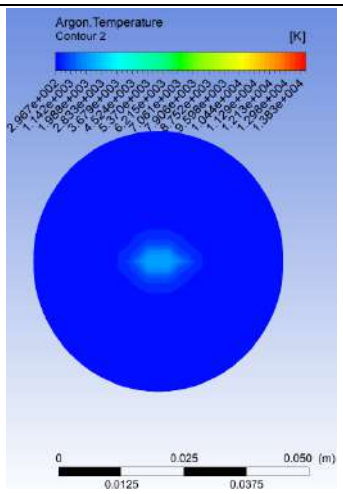
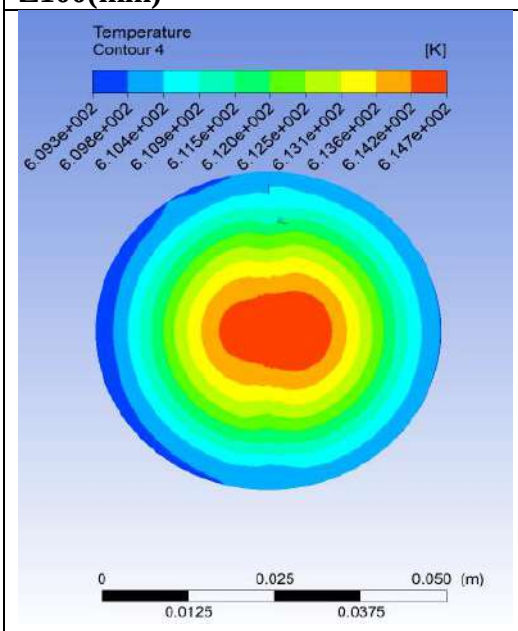
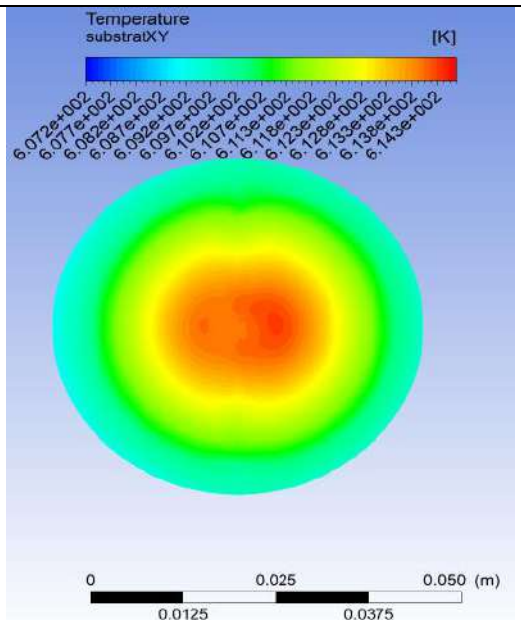
	Z0(mm)	Z25(mm)	Z50(mm)
500(m/s)			
	Z100(mm)	**SUBSTRA**	
			

Figure3.4.Les contours de températures au niveau plan XY Pour une vitesse d'injection 500(m/s).

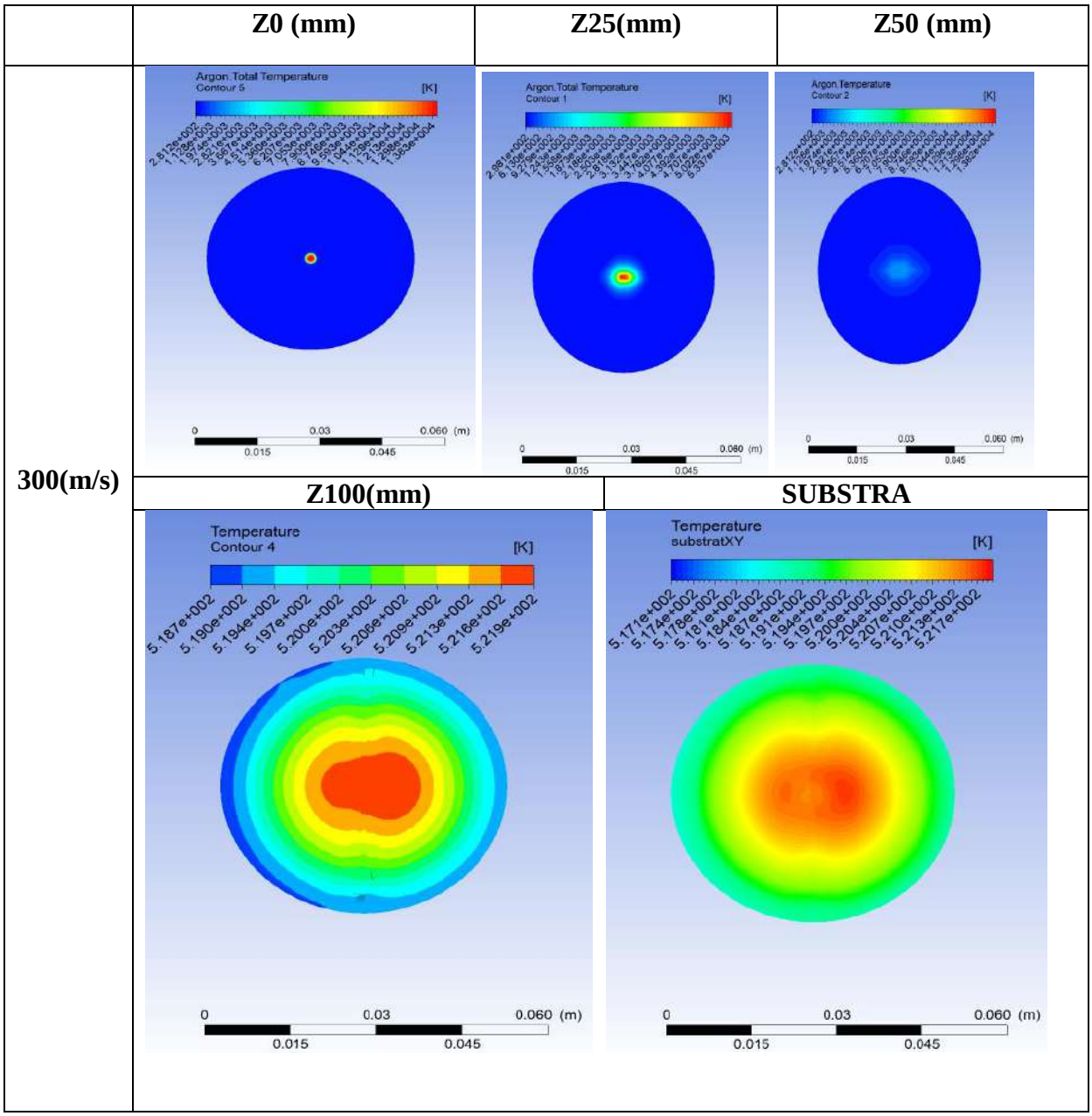


Figure3.5.Les contours de températures au niveau plan XY Pour une vitesse d'injection300 (m/s).

La figure (3.6) représente la distribution axiale de vitesse de plasma d'argon suivant Z (m) pour quatre vitesses d'injection de plasma d'argon. Pour les quatre valeurs de vitesse d'injection du plasma d'argon, la vitesse maximale est en sortie de la buse (Z = 0), Ensuite, il diminue fortement le long de l'axe z jusqu'à ce qu'il soit mis à zéro au point (Z=100).

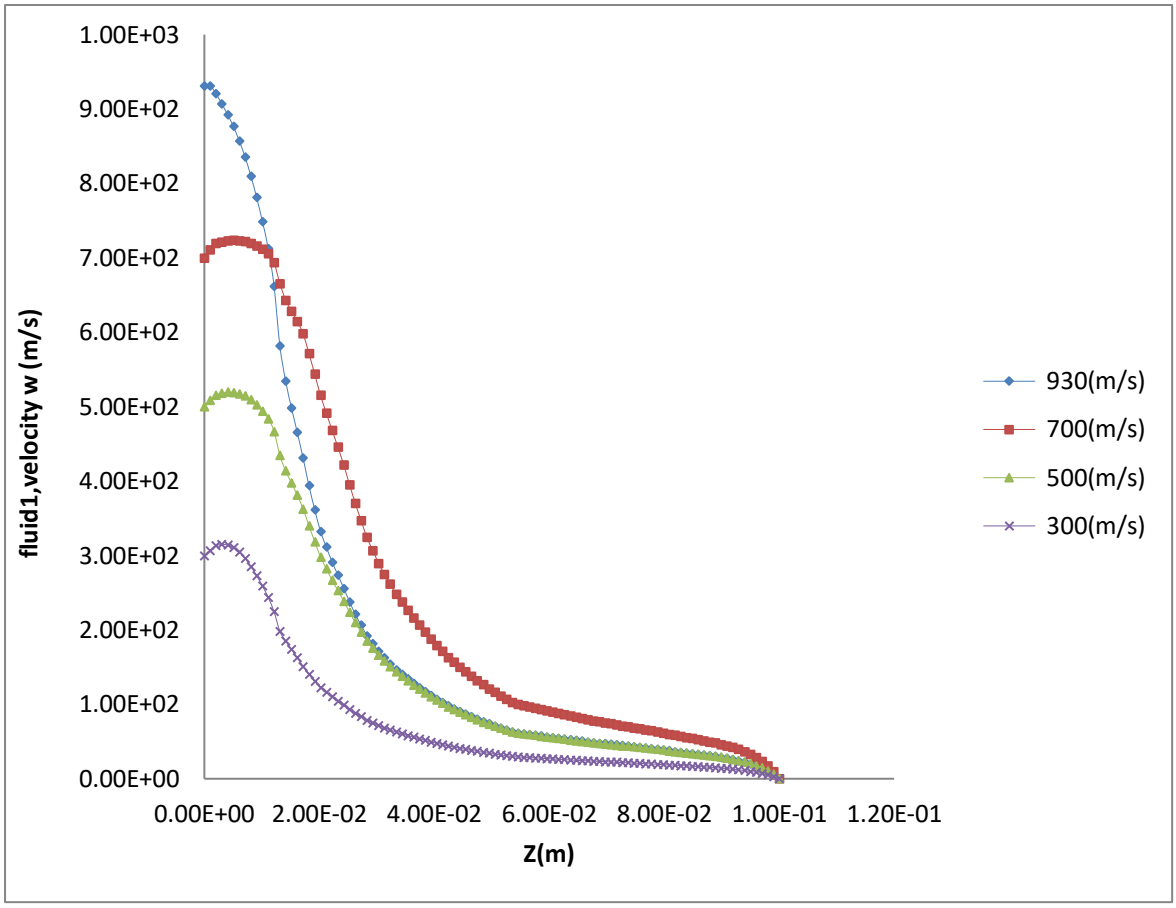


Figure.3.6.distributions de vitesse de plasma d'argon suivant Z(m) Pour quatre vitesses d'injections.

Les contours de vitesse au niveau plan XY pour les quatre vitesses d'injection représenté dans les figures (3.7-3.10),ces profils préservent l'aspect de la symétrie, la vitesse de plasma d'argon diminue au niveau de la ligne centrale le long de l'axe Z (Z=0mm et Z=100mm). Elle diminue aussi de manière graduelle dans la direction de *x* et de *y*.

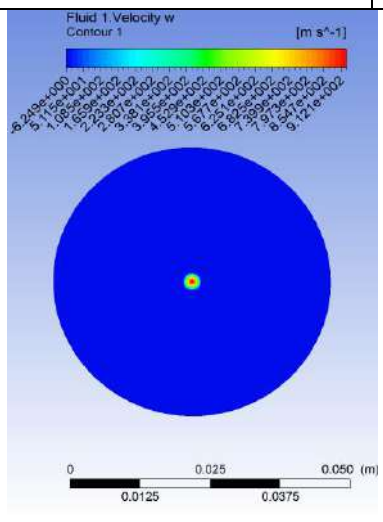
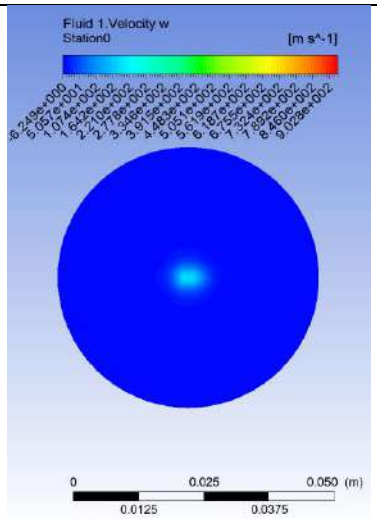
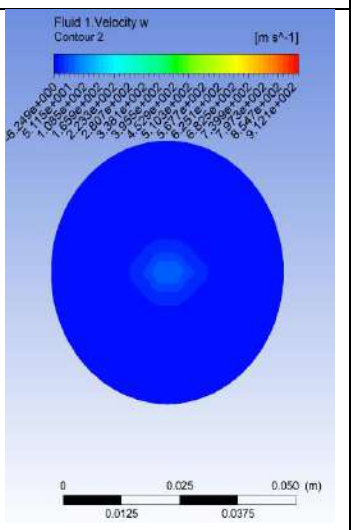
	Z0 (mm)	Z25 (mm)	Z50 (mm)
930(m/s)			

Figure 3.7. Les contours de vitesse au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 930m/s).

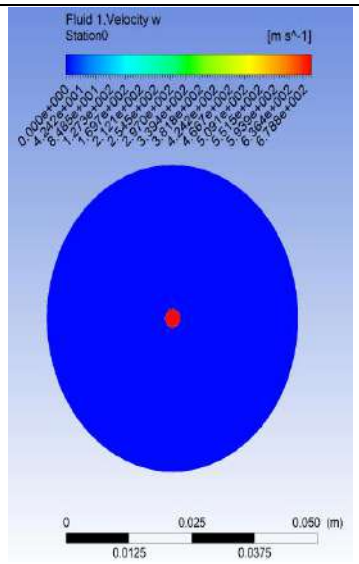
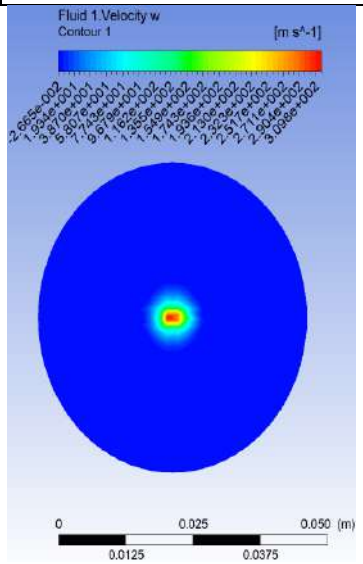
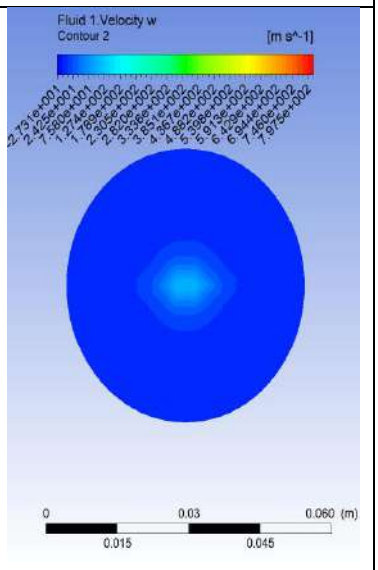
	Z0 (mm)	Z25 (mm)	Z50 (mm)
700(m/s)			

Figure 3.8. Les contours de vitesse au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 700m/s).

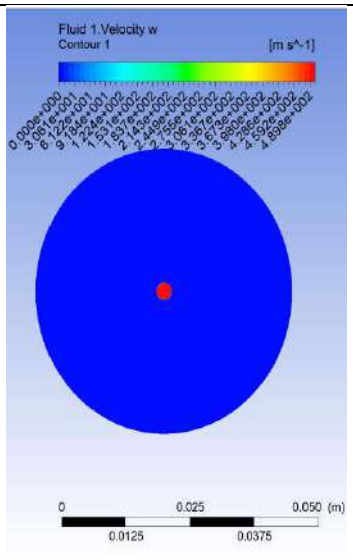
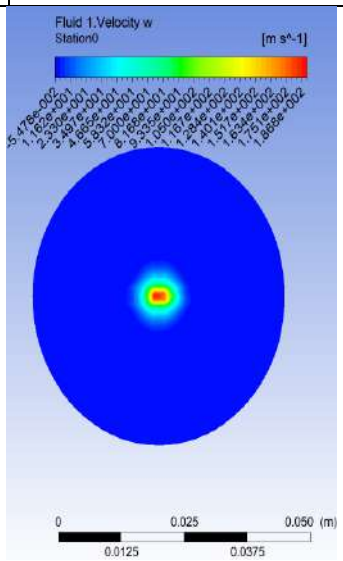
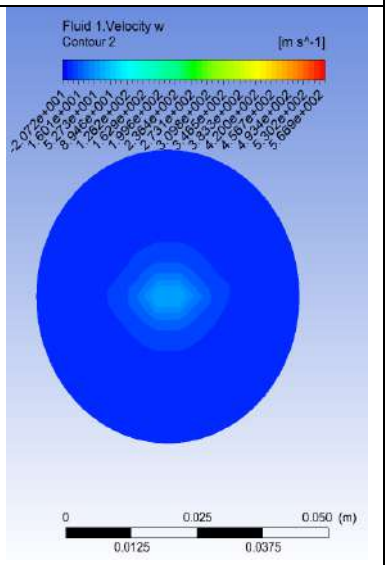
	Z0 (mm)	Z25 (mm)	Z50 (mm)
500(m/s)			

Figure 3.9.Les contours de vitesse au niveau plan XYPour une vitesse d'injection 500(m/s).

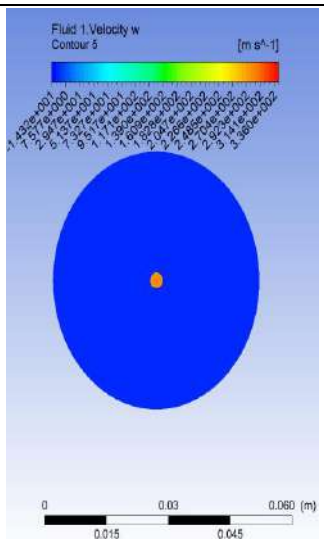
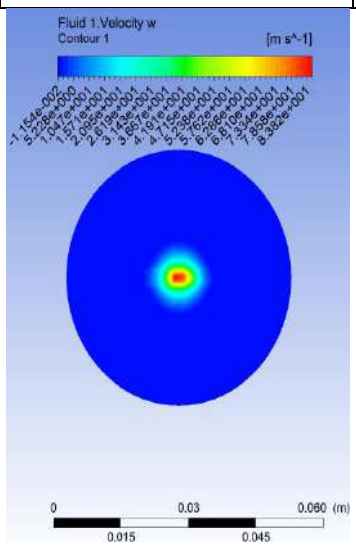
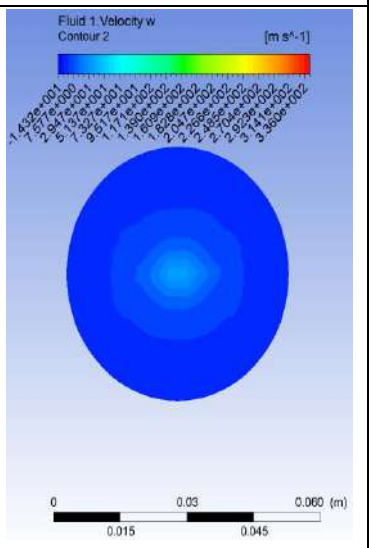
	Z0(mm)	Z25(mm)	Z50(mm)
300(m/s)			

Figure 3.10.Les contours de vitesse au niveau plan XY Pour une vitesse d'injection 300(m/s).

Les figures 3.11 et 3.12 représentent les contours de températures et de vitesses du jet d'argon et les températures du substrat suivant plan YZ pour différent valeur de vitesse d'injection , ces contours sont globalement symétriques, la ligne médiane présentent les

valeurs maximales pour chaque station (pour différentes valeurs de z). Elle diminue aussi de manière graduelle en s'éloignant de la torche. Aussi, les plus grandes valeurs de la température du substrat se situent au début (z=100) à la vitesse (V930 m/s) et diminuent progressivement selon y et z ainsi que pour les autres vitesses d'injection.

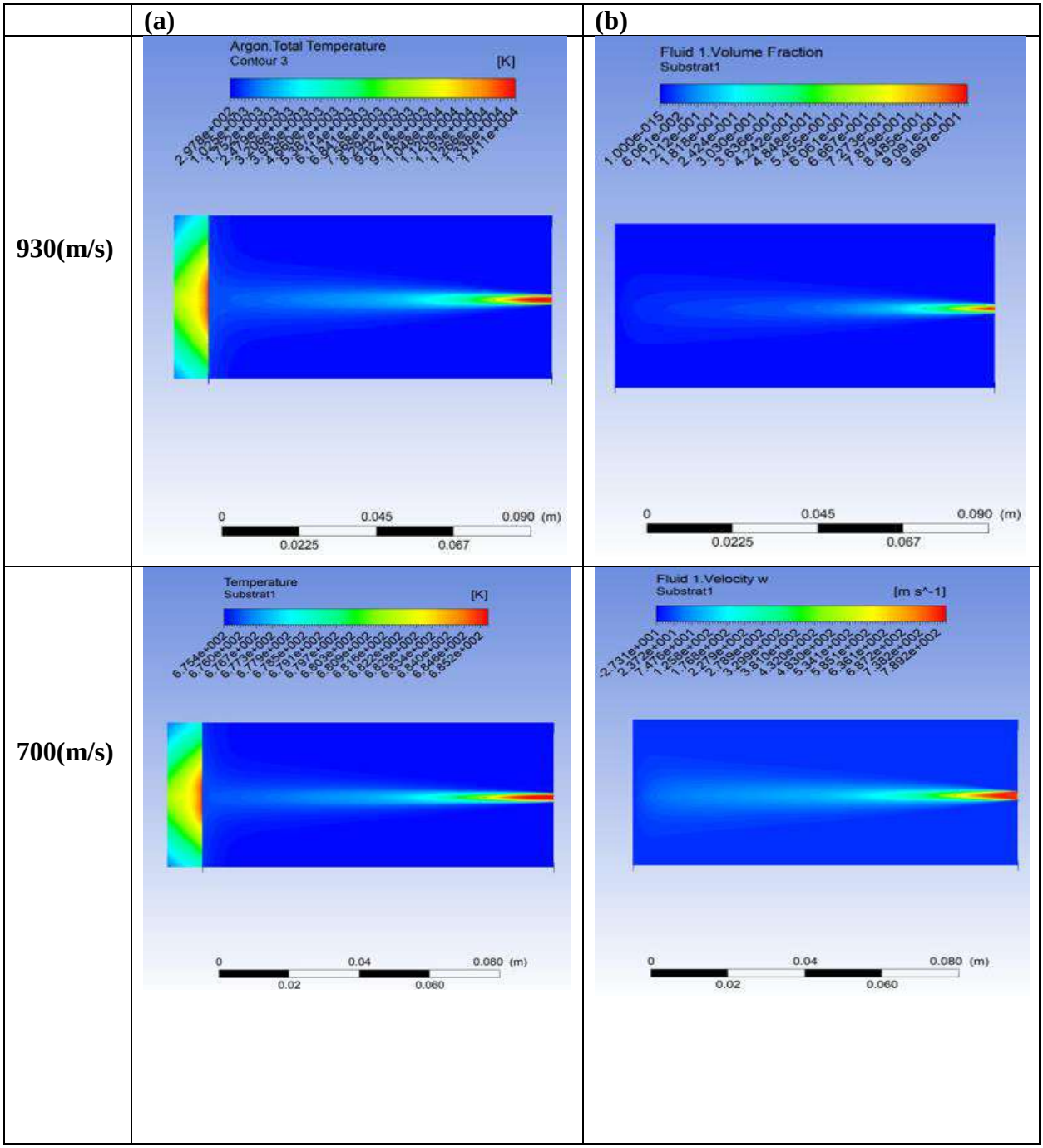


Figure.3.11.Les contours de jet de plasma d'argon avec substrat selon plan YZ : (a) température, (b) vitesse.

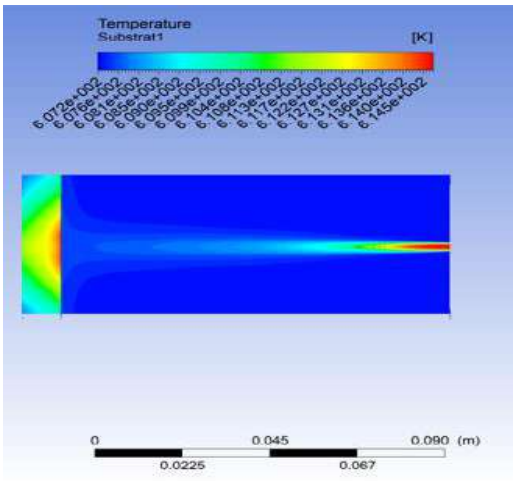
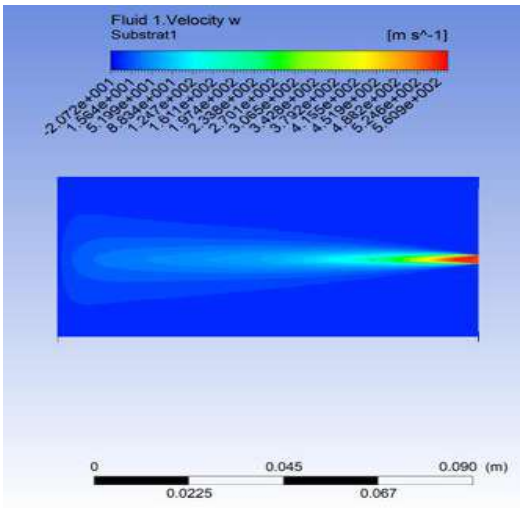
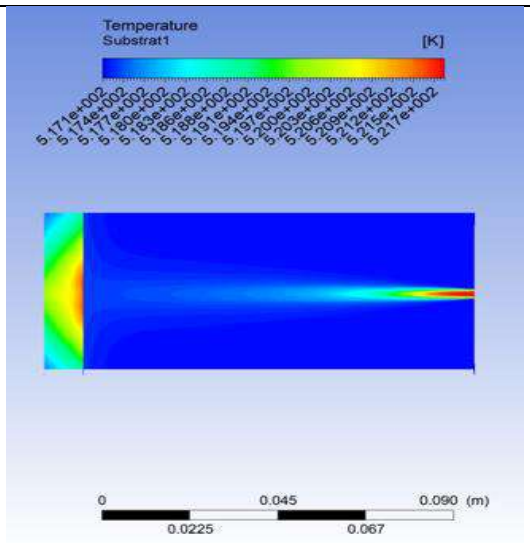
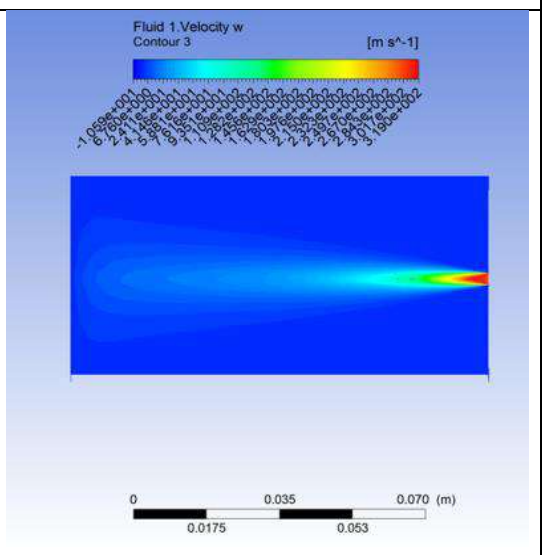
	(c)	(d)
500(m/s)		
300(m/s)		

Figure 3.12.Les contours de jet de plasma d'argon avec substrat selon plan YZ : (c) température, (d) vitesse.

De plus, les figures (3.13- 3.14) représentent l'écoulement tridimensionnel d'un jet de plasma d'argon avec le substrat caractérisé par des températures et des vitesses. Des stations pour z = 0, 25 et 50 mm parallèles à la face d'entrée et avec interaction avec le substrat ont également été présentées.

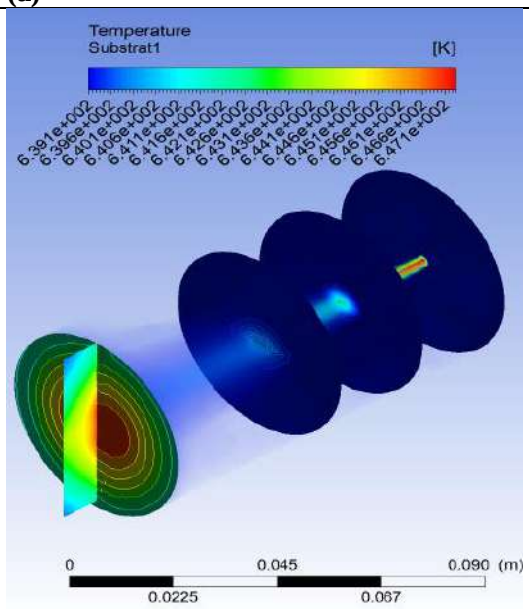
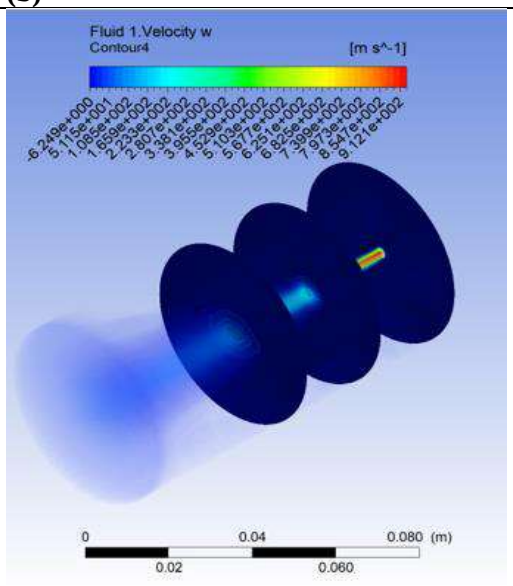
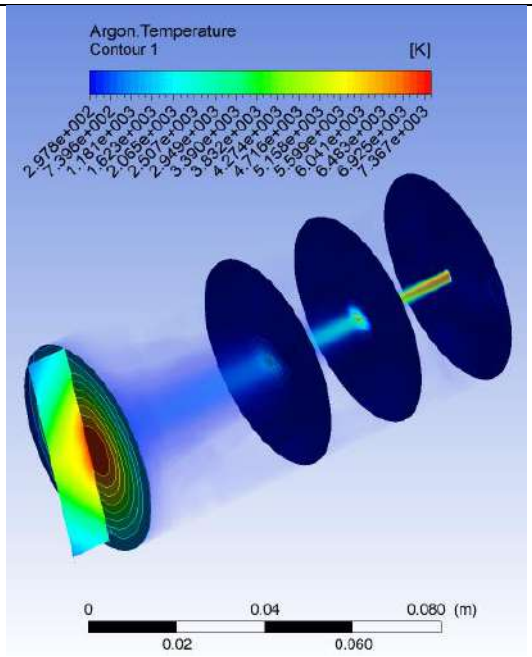
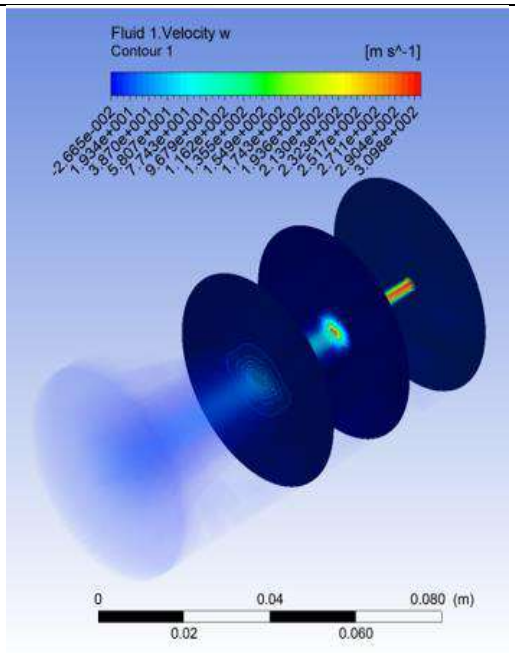
	(a)	(b)
930(m/s)		
700(m/s)		

Figure 3.13.Les contours 3D d'un jet plasma d'argon pour : (a) température, (b) vitesse, à différentes station aux différentes vitesses d'injections.

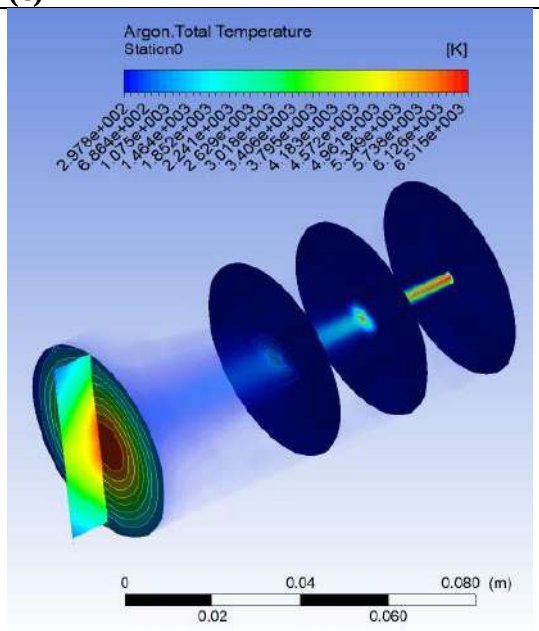
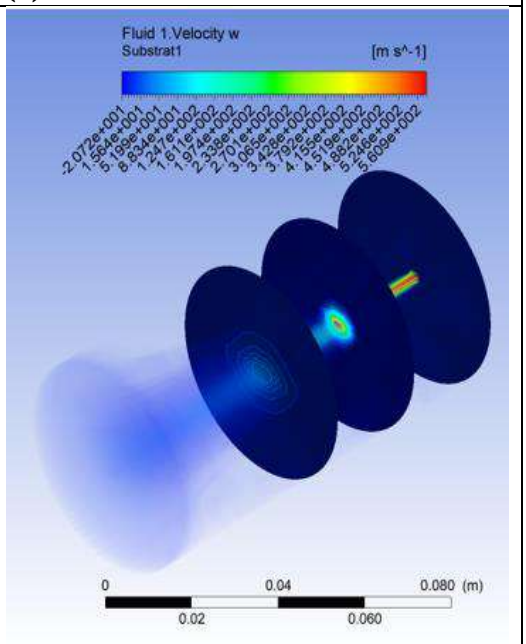
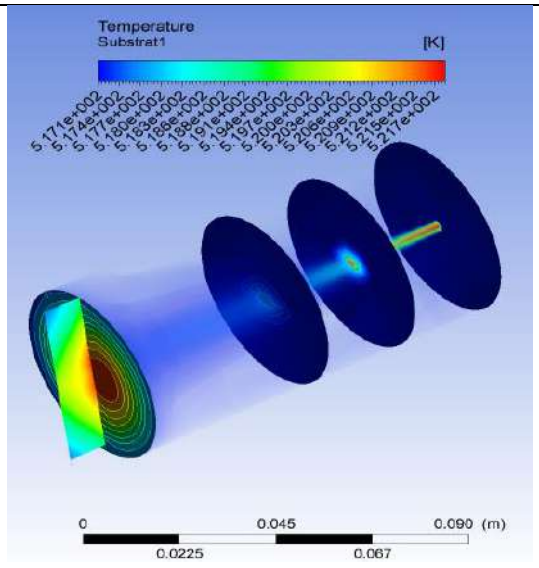
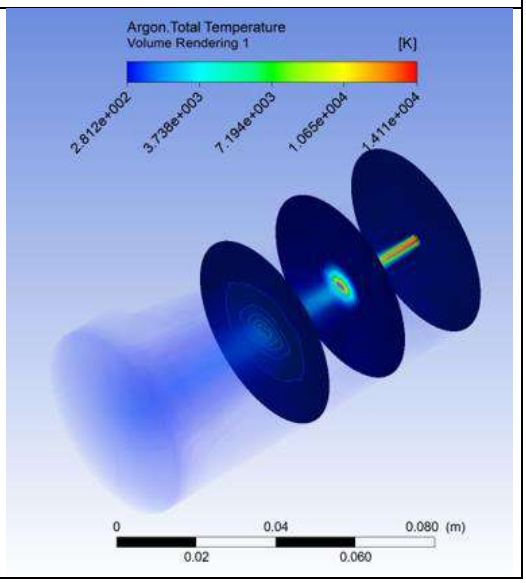
	(c)	(d)
500(m/S)		
300(m/s)		

Figure.3.14.Les contours 3D d'un jet plasma d'argon pour : (a) température, (b) vitesse, à différentes stations aux différentes vitesses d'injections.

Figure 3.15. Représente les contours de température de jet plasma d'argon et la température de substrat pour différent coefficient transfert suivant plan YZ.Ces contours sont symétriques a la ligne médiane, la valeur maximale de température de plasma d'argon a la sortie de la bus est diminué progressivement a long de l'axe Z pour chaque valeur de coefficient de transfert et la température de substrat diminue aussi suivant z et y.

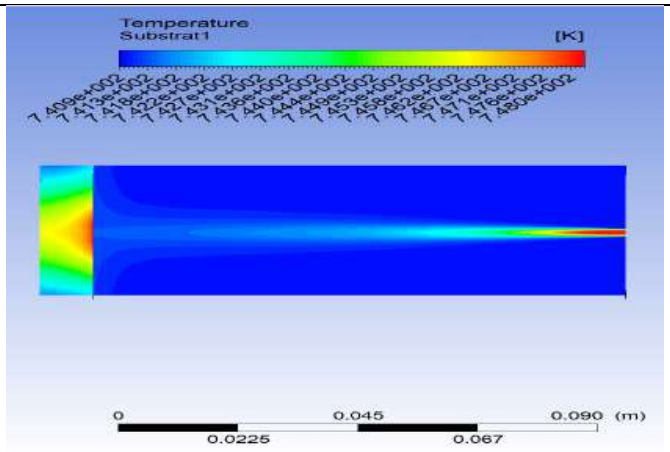
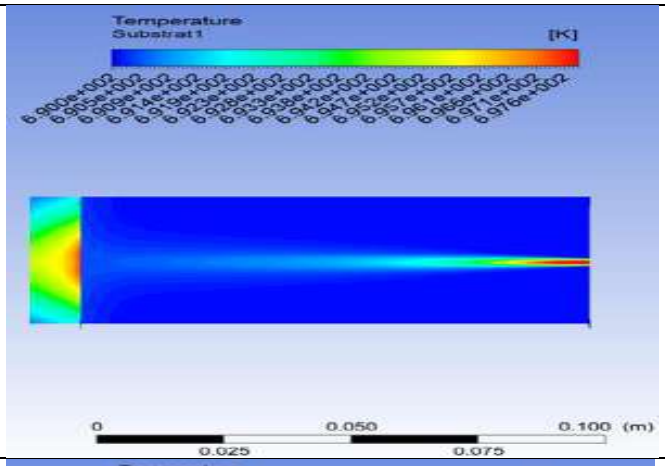
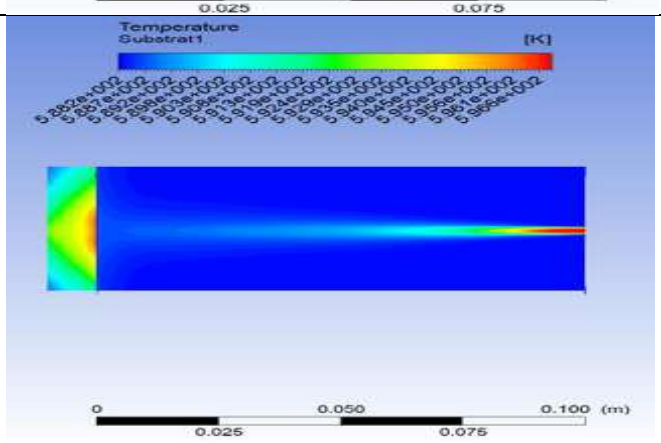
Coefficient de transfert de chaleur [K]	CONTOUR DE TEMPERATURE SUIVANT YZ
700 (K)	
500 (K)	
100 (K)	

Figure.3.15.Les contours de température avec substrat pour différent coefficient transfert

Suivant plan YZ.

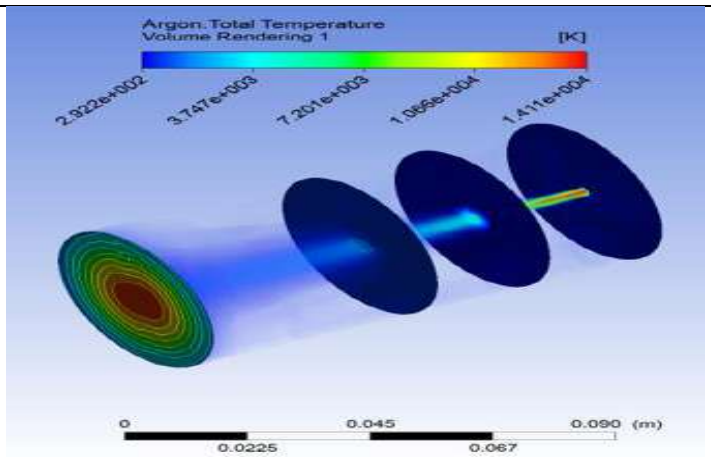
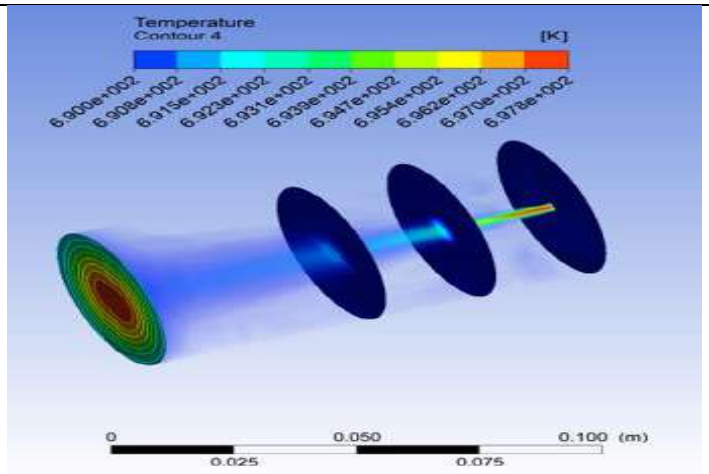
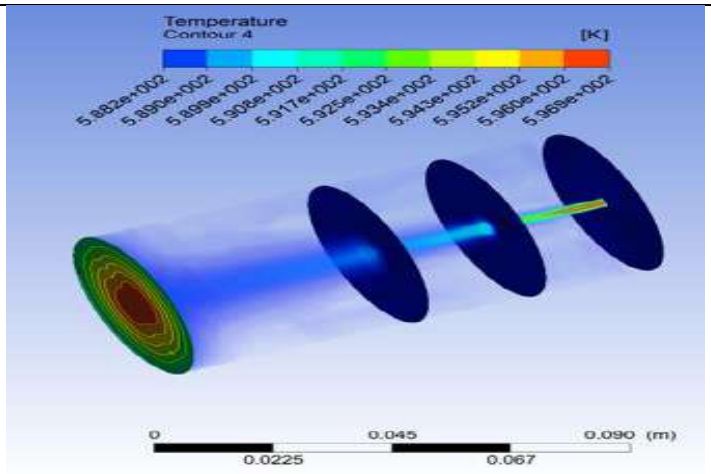
Coefficient de transfert de chaleur [K]]	**Contour 3D de température**
700	
500	
100	

Figure.3.16.Les contours 3D température de jet plasma d'argon pour différents coefficient transfert aux différentes stations.

Les contours 3D température de jet plasma d'argon pour différents coefficient transfert sont représentés dans le tableau 3.16.et aussi présente des stations de Z=0etZ=25 et Z=50 de jet plasma d'argon parallèle a substrat.

Conclusion générale

Conclusion générale

L'objectif de ce travail est d'étudier et de simuler la projection thermique d'un plasma d'argon en trois dimensions en régime stationnaire et d'analyser les résultats obtenus par logiciel de calcul ANSYS-CFX.

Tout d'abord, nous avons commencé par une introduction qui explique l'histoire, le principe et le développement de la projection thermique ainsi que divers travaux réalisés dans ce domaine. Aussi, nous avons illustré les différents notions de base de plasma et la projection thermique et notamment la projection par plasma qui serve comme une théorie pour mieux comprendre ce procédé. Additivement à cela, nous avons jugé qu'il est primordial d'inclure dans ce mémoire la formulation mathématique du problème à étudier, les différents modes de turbulence, le modèle physique adopté.

Pour notre étude, un jet de plasma thermique 3D a été simulé en utilisant le code ANSYS-CFX avec le modèle de turbulence RNG-k-ε pour différents cas de vitesse d'injections (930 m/s, 700 m/s, 500 m/s, 300m/s) et différents coefficient de transfert de chaleur (700 K, 500 K, 100 K) et pour une puissance égale à 1780W. L'analyse de l'écoulement turbulent a été présentés pour le cas stationnaire, Les profils de vitesse et de température à la sortie de la buse ont été déduites à partir de la littérature et utilisés comme conditions limites d'entrée. Le modèle RNG-K-ε a donné des résultats plus proches de l'expérimentation. Nous concluons que lorsque nous augmentons la vitesse d'injection du plasma d'argon, nous réduisons l'intensité de la chute de température et la vitesse le long de l'axe central pour atteindre le substrat à encapsuler dans les conditions appropriées. Dans la deuxième étape, lors de la modification du coefficient de conversion thermique, nous concluons que plus le coefficient est élevé, plus la température du substrat est élevée.

Ces données nous ont permis de valider le modèle de jet développé par le programme de calcul ANSYS.

Reference

[1] Youcef SMAÏLI, CONTRIBUTION A LA CARACTERISATION MECANIQUE ET THERMIQUE DES REVETEMENTS D'ALUMINE ET DE CARBURE DE TUNGSTENE OBTENUS PAR PROJECTION PLASMA, mémoire de magister, UNIVERSITE M'HAMED BOUGARABOUMERDES, Boumerdès , 2006 ;

[2] Boucheffa Noureddine, ANALYSE NUMERIQUE DE L'INTERACTION FLUIDESUBSTRAT LORS DE LA PROJECTION THERMIQUE, Mémoire de doctorat, Université Yahia FARES , MEDEA,2021.

[3] Corentin Macqueron , SIMULATION D'UN ECOULEMENT PLASMA EN 3D INSTATIONNAIRE AVEC INJECTION DE PARTICULES, Technical Report · September 2008.

[4] wikipédia, changement d'état , Les quatre états de la matière

[5] A. Lieberman, and A. Lichtenberg, « Principles of plasma Discharge and Materials processing», New York: John Wiley & Sons. 600, (1994).

[6] J.L. Delacroix, A. Bers,« Physique des plasmas », volume I et II, publié dans Inter Editions/CNRS Editions, (1994).

[7] L. Saidia , «Traitement de Dioxyde et Monoxyde de Carbone par Plasmas Froids dans le Mélange O2/CO2», Mémoire de magister de l'Université des Sciences et de la Technologie d'Oran, Algérie, (2014)

[8] Emilie Langlois-Bertrand. «Caractérisation d'un jet de plasma d'argon laminaire : détermination des champs de températures par spectroscopies atomique et moléculaire et mesures de vitesses d'écoulement. Autre». Université d'Orléans, 2011. Français. ffNNT : 2011ORLE2024ff.

[9] TADJINE Moustafa , Modélisation dimensionnelle d'une décharge à barrière diélectrique dans l'oxygène pour la production de l'ozone, mémoire de magister, Université des Sciences et de la Technologie d'Oran , Algérie, (2017).

[10] ZIRAR Amina , Etude de la projection thermique par plasma d'arc , mémoire de master , Université Abou Bakr Belkaid– Tlemcen ,Algérie , 8 Juin 2016 .

[11] Corentin Macqueron , SIMULATION D'UN ECOULEMENT PLASMA EN 3D INSTATIONNAIRE AVEC INJECTION DE PARTICULES, Technical Report · September 2008.

[12] Xueping Guo. Etude des procédés d'élaboration et caractérisation des revêtements de bronze et de ses composites préparés par projection à froid. Mécanique [physics.med-ph]. Université de Technologie de Belfort-Montbeliard, 2009. Français. ffNNT : 2009BELF0114ff.

[13] Jiangwei Liu. Maîtrise du procédé hybride de projection thermique avec refusion laser in-situ : approches numérique et expérimentale. Matériaux. Université de Technologie de Belfort-Montbeliard, 2016. Français. ffNNT : 2016BELF0284ff.

[14] Djebali, Ridha , Simulation et modélisation des milieux multiphases et multicomposants par l'approche Boltzman sur réseau , thèse , - 2011/04/14.

[15] KHERRAF ALLAOUA , Propriétés mécaniques et biomécaniques de dépôts obtenus par projection thermique « Application de l'Emission Acoustique » , thèse doctorat en science en mécanique , UNIVERSITE DE BATNA ,Algérie ,2014.

[16] Daniel Nicoud et al. , FASCICULE DE BREVET EUROPEEN, Numéro de dépôt : 91400901.4, 07/12/1994,

[17] M. Fadhel BEN ETTOUIL , Modélisation rapide du traitement de poudres en projection par plasma d'arc, thèse doctorat , UNIVERSITE DE LIMOGES, France, 25 avril 2008

[18] R.L. Williamson, J. R. Fincke, D. M. Crawford, S. C. Snyder, W. D. Swank, D. C. Haggard, Entrainment in high-velocity, high-temperature plasma jets, Part 127
II: computational results and comparison to experiment, International Journal of Heat and Mass Transfer 46, p 4215-4228, 2003

[19] Menter, F.R., Two-Equation Eddy-Viscosity Turbulence Models for engineering Applications, AIAA Journal, 32(1994), pp. 1598-1605, DOI:10.2514/3.12149.

[20] Melle Sefsifi Latifa , Calcul de la composition chimique d'un plasma thermique formé de mélange CH4-H2 et CH4-N2 , mémoire de magister , Université de Tlemcen , Algérie ,2012

[21] N.Boucheffa, étude d'un écoulement tridimentionnel, transitoire et turbulent autour d'un cylindre circulaire en utilisant le code, thèse de magister 2011

[22] Governing equations, Ansys documentation, 2016

[23] B. Selvan, K. Ramachandran, Modelling of the plasma-substrate interaction and prediction of substrate temperature during the plasma heating, Eur. Phys. J. D 61 , 663-675 (2011)

[24] Eric LEGROS, contribution a la modélisation tridimensionnelle du procédé de projection par plasma et application a un dispositif a deux torches, thèse doctorat, université de Limoges, (2003);

[25] D. khelfi; Analyse de l'écoulement turbulent pendant la projection thermique par plasma, thèse Magister, 2011.

[26] E. Pfender, W. L. T. Chen, R. Spores, A new look at the thermal and gas dynamics characteristics of a plasma jet, Proceedings of the 3rd national thermal P.

[27] A.N. Kolmogorov, Izv. Akad. Nauk SSR Ser. Phys. 6, 56, (1942)

[28] Yakhot, V., Orszag, S.A., Thangam, S., Gatski, T.B. & Speziale, C.G. (1992), "Development of turbulence models for shear flows by a double expansion technique", Physics of Fluids A, Vol. 4, No. 7, pp1510-1520.

[29] J.H. Ferziger et M. Peric, Computational Methods for Fluid Dynamics, Third edition, Springer NewYork Editions, 2002.

[30] Dubos, Simulation des grandes échelles d'écoulements turbulents supersoniques, these de Doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Rouen, France, 2005

[31] J. Larocque, Modélisation et simulation numérique d'écoulements incompressibles turbulents diphasiques a phases non miscibles, Application a l'interaction d'un jet turbulent avec une surface libre dans une cavite, Thèse de Doctorat, Ecole Doctorale des Sciences Physiques et de l'Ingénieur, France, 2008

[32] Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., Cabot, W.H., “A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model”, Phys. Fluids A 3 (7), pp. 1760-1765, 1991.

[33] J. Cannon, B. K. Shivamoggi, Mathematical and Physical Theory of Turbulence, Taylor and Francis Group, Chapman & Hall CRC, 2006

[34] T. A. Simons, Large eddy simulation of turbulent flows using finite volume methods with structured, unstructured, and zonal embedded grids, these de Doctorat, Iowa State University, Ames,Iowa, 1998

[35] Lilly, D.K., “A Proposed Modification of the Germano Subgrid-Scale Closure Method”, Phys. Fluids A 4 (3), pp. 633-635, 1992.

[36] S. E. Kim, Large eddy simulation using unstructured meshes and dynamic subgrid-scale turbulence models, Technical Report AIAA-2004-2548, American Institute of Aeronautics and Astronautics, 34th Fluid Dynamics Conference and Exhibit, 2004

[37] Nicoud, F., Ducros, F., “Subgrid-Scale Stress Modeling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor”, Flow, Turbulence and Combustion, 62, pp. 183-200, 1999.

[38] Fluent Inc., Fluent V6 Manual, Lebanon, NH, USA, 1998

[39] P.Snabre, M. Announ, J.M. Badie, and B. Granier, Heat transfer around a spherical particle levitated in argon plasma jet , (1998)

[40] GonzalezJJ,FretonP,GleizesA., Comparisons between two- and three-dimensional models: gas injection and arc attachment, J.Phys. D: Appl.Phys.,35:3181 (2002);

[41] C. Marchand, C. Chazelas, G. Mariaux, A.Vardelle, Liquid Precursor Plasma Spraying: Modelling the Interactions Between the Transient Plasma Jet and the Droplets, ASM International, Materials Park, OH, 2007