Thèse de Doctorat

Université de Limoges
ED 653 – Sciences et Ingénierie
Institut de Recherche sur les Céramiques (IRCER) – UMR CNRS 7315

Thèse pour obtenir le grade de
Docteure de l'Université de Limoges
Matériaux Céramique et Traitements de Surface

Présentée et soutenue par
Anissa DJEMA
Le 19 Décembre 2025

PROJECTION PLASMA DE SUSPENSION : MODÉLISATION ET SIMULATION NUMÉRIQUE DU DÉVELOPPEMENT DU JET PAR UNE APPROCHE DE TURBULENCE AUX GRANDES ÉCHELLES

Thèse dirigée par **Gilles MARIAUX** et **Christophe CHAZELAS**

JURY :
Président du jury
Vincent RAT – Directeur de Recherche – Laboratoire IRCER, Université de Limoges
Rapporteurs
Rodolphe BOLOT – Professeur – Laboratoire ICB, Université de Bourgogne
Yves GERVAIS – Professeur – Laboratoire P', Université de Poitiers
Examinateurs
Cédric LE BOT – Maitre de conférences HDR – Laboratoire I2M, Université de Bordeaux
Armelle VARDELLE – Professeure émérite – Laboratoire IRCER, Université de Limoges
Gilles MARIAUX – Professeur – Laboratoire IRCER, Université de Limoges
Invités
Céline RUELLE – Docteure-Ingénieure – SafranTech
Ngadia Taha NIANE – Docteur-Ingénieur– SafranTech

À la mémoire de mon grand-père,

Remerciements

Au terme de ces années de doctorat effectuées au laboratoire IRCER, dans le cadre d'un projet collaboratif avec la Région Nouvelle Aquitaine et la société SAFRAN, je souhaite exprimer ma profonde gratitude à toutes les personnes et institutions qui ont contribué à la réalisation de ce travail.

Je tiens à remercier la Région Nouvelle-Aquitaine ainsi que la société SAFRAN pour le soutien financier apporté au projet de développement du jumeau numérique du procédé SPS. Leur engagement a permis de concrétiser cette recherche ambitieuse, issue d'une étroite collaboration entre le milieu académique et le secteur industriel.

J'adresse mes sincères remerciements aux rapporteurs de cette thèse, Rodolphe BOLOT et Yves GERVAIS, qui ont accepté de consacrer leur temps à l'évaluation de mon travail, ainsi que pour toutes leurs remarques et suggestions.

Mes remerciements s'adressent également aux membres du jury, Cédric LEBOT, Vincent RAT, Armelle VARDELLE, Céline RUELLE et Ngadia Taha NIANE, pour l'intérêt qu'ils ont porté à mes travaux.

Ma profonde gratitude va à mon directeur de thèse, Gilles MARIAUX, pour son encadrement, sa disponibilité constante, ses remarques précieuses et son expertise scientifique. Je le remercie pour la confiance qu'il m'a accordée tout au long de ces années, pour nos nombreuses discussions enrichissantes, ainsi que pour son accompagnement attentif.

Je souhaite également rendre un hommage particulier à mon second encadrant, Christophe CHAZELAS, qui nous a quittés au début de cette année. Son expertise, ses conseils avisés et sa bienveillance ont profondément marqué mon parcours. Ce travail, auquel il a contribué par ses précieux conseils, constitue aussi un hommage à sa mémoire et à l'inspiration qu'il m'a transmise.

Je tiens à remercier mes collègues du laboratoire, et particulièrement l'équipe CFD, pour les échanges constructifs, les nombreuses discussions scientifiques et extra-scientifiques ainsi que pour leur bonne humeur, qui ont rendu cette expérience humaine et professionnelle si enrichissante.

Enfin, je tiens à adresser mes remerciements les plus sincères à ma famille, les personnes les plus chères à mes yeux. À mes parents : maman, papa, je vous remercie pour votre soutien indéfectible, votre amour inconditionnel, ainsi que pour tous les sacrifices que vous avez consentis afin d'assurer à ma sœur et à moi un avenir meilleur et de nous donner les moyens de devenir ce que nous sommes aujourd'hui. Professeurs de profession, vous avez été mes premiers enseignants et m'avez transmis le goût de l'effort, de la curiosité et du savoir. Si j'en suis là aujourd'hui, c'est en grande partie grâce à vous. À ma sœur, la personne sur qui j'ai toujours pu compter, ta présence, ton soutien et tes encouragements constants ont été une source précieuse de motivation. Tu es un pilier sur lequel j'ai pu m'appuyer pour surmonter les difficultés et avancer tout au long de ces années. Je ne te remercierai jamais assez ! À ma meilleure amie, ma sœur de cœur "NOUR",

Licence CC BY-NC-ND 3.0

je suis d'autant plus fière que nous ayons partagé cette expérience de thèse si unique ensemble. Tu es un pilier constant sur lequel j'ai toujours pu compter, qui a su éclairer mon chemin lorsque celui-ci semblait incertain... Tu es une source de motivation, de bienveillance et d'énergie positive. Ton soutien indéfectible et tes encouragements m'ont permis d'avancer avec certitude et persévérance, que ce soit dans la thèse ou dans la vie de tous les jours... À vous tous, merci d'avoir toujours cru en moi !

Je dédie également ce manuscrit à toutes les personnes qui, de près ou de loin, ont contribué à la réussite de ce travail. Merci à chacun d'avoir fait partie de cette belle aventure humaine et scientifique.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Droits d'auteurs

Cette création est mise à disposition selon le Contrat :
« **Attribution-Pas d'Utilisation Commerciale-Pas de modification 3.0 France** »
disponible en ligne : http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/fr/



Licence CC BY-NC-ND 3.0

Table des matières

Table des figures **9**

Table des tableaux **21**

Nomenclature **23**

Introduction générale **27**

1 Études bibliographiques sur les barrières thermiques et la turbulence dans les jets de plasma **33**

1.1 Projection plasma conventionnelle à pression atmosphérique (APS) . . . 35

1.1.1 Formation du plasma . . . 36

1.1.2 Mode de fonctionnement de l'arc . . . 38

1.1.3 Torches non-conventionnelles . . . 39

1.1.4 Écoulement du jet plasma à l'extérieur de la torche . . . 40

1.1.5 Mode d'injection du matériau . . . 41

1.2 Procédé de projection plasma de suspension (SPS) . . . 44

1.2.1 Stabilisation de la suspension . . . 45

1.2.2 Injection de la suspension dans le jet plasma . . . 45

1.2.3 Interaction entre la suspension et le jet de plasma : fragmentation et évaporation . . . 46

1.2.4 Traitement physico-chimique des particules . . . 50

1.2.5 Impact des agglomérats fondus sur le substrat et construction du dépôt . . . 51

1.3 Physique de la turbulence . . . 55

1.3.1 Généralité sur la turbulence dans les jets libres . . . 55

a. Stabilité de la couche de mélange . . . 56

b. Les structures cohérentes . . . 57

c. Théorie de Kolomogorov et cascade d'énergie . . . 58

1.3.2 Turbulence dans les jets de plasma atmosphériques . . . 60

a. Mécanismes de transition vers la turbulence . . . 60

b. Nature de la turbulence dans les jets plasma . . . 61

1.4 Approches de modélisation de la turbulence . . . 63

1.4.1 Simulation Numérique Directe DNS . . . 63

1.4.2 Simulation des grandes échelles LES . . . 63

a. Tenseur des contraintes sous mailles . . . 65
b. Flux de chaleur sous maille . . . 69
c. Flux de diffusion sous maille des espèces . . . 70
1.4.3 Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) . . . 71
a. Viscosité turbulente . . . 73
b. Flux de chaleur turbulent et flux de diffusion des espèces turbulentes . . . 75
1.4.4 Conclusion . . . 76

1.5 Méthodes mathématiques pour estimer les échelles de turbulence . . . 78
1.5.1 Analyse dans l'espace physique (spatial, temporel) . . . 78
a. Fonction d'auto-corrélation spatiale . . . 78
b. Analyse par Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD) . . . 79
1.5.2 Analyse dans l'espace spectral (fréquence, nombre d'onde) . . . 81
a. Densité spectrale en fonction des nombres d'onde κ . . . 83
b. Densité spectrale en fonction des fréquences . . . 84

1.6 Bibliographie sur la modélisation et simulation du développement du jet plasma dans l'air . 85
1.6.1 Hypothèses . . . 85
1.6.2 Représentation de la génération du plasma . . . 87
a. Modélisation par approche Magnéto-HydroDynamique (MHD) . . . 88
b. Modélisation de la torche par ajout de source de chaleur volumique . . . 91
c. Approche où la formation du plasma dans la torche est explicitement simulée dans le domaine . . . 92
d. Approche où la formation du plasma dans la torche n'est pas explicitement simulée dans le domaine . . . 93
1.6.3 Conclusion . . . 94
1.6.4 Modélisation de la turbulence dans les jets plasma . . . 95
1.6.5 Méthodes numériques pour la simulation des jets plasma . . . 100
1.6.6 Résumé des différentes approches de modélisation du développement du jet plasma dans l'air . . . 103
1.6.7 Propriétés thermodynamiques et lois de mélange . . . 107
a. Calcul de la composition du gaz plasmagène et de ses propriétés . . . 107
b. Lois de mélange . . . 109

2 Démarche d'étude et mise en place des différentes cas **112**
2.1 Torche F4 MB . . . 114
2.1.1 Géométrie du domaine d'étude . . . 114
2.1.2 Chaînage entre les modèles de la torche F4MB et du jet . . . 114
2.1.3 Maillage du domaine de calcul . . . 115

Licence CC BY-NC-ND 3.0

2.2 Torche Axial III+ . . . 117
2.2.1 Géométrie de la torche . . . 117
2.2.2 Domaine de calcul . . . 118
2.2.3 Chaînage des modèles de la torche et du jet . . . 119
2.2.4 Maillage du domaine de calcul . . . 119
2.3 Conditions aux limites . . . 124
2.3.1 Aperçu de la modélisation de la formation du plasma : torches F4MB et Axial III+ . . . 125
2.3.2 Résultats en sortie de la torche F4 MB . . . 127
2.3.3 Résultats à la sortie de la torche Axial III+ sous l'hypothèse de l'ETL . . . 130
2.4 Méthodes numériques . . . 132
2.4.1 Méthodes des volumes finis . . . 132
2.4.2 Linéarisation des équations et solveurs de résolution . . . 133
a. Solveur basé sur la pression (*Pressure Based*) . . . 134
b. Solveur basé sur la densité (*Density Based*) . . . 136
c. Conclusion . . . 137
2.4.3 Schémas de discrétisation numérique . . . 138
a. Schémas de discrétisation spatiale . . . 138
b. Schémas de discrétisation temporelle . . . 141
2.4.4 Évaluation des gradients . . . 141
2.4.5 Évaluation du terme de pression dans le solveur basé sur la pression . . . 142
2.4.6 Évaluation des flux dans le solveur basé sur la densité . . . 142
2.5 Méthodologie de travail et hypothèses de modélisation . . . 143
2.6 Implémentation des propriétés du plasma dans Ansys Fluent . . . 146

3 Modélisation de la turbulence dans le jet plasma par approche URANS pour le cas de la torche F4 148
3.1 Présentation du cas d'étude . . . 149
3.2 Résultats en régime stationnaire . . . 151
3.3 Résultats en régime instationnaire . . . 154
3.4 Conclusion . . . 157
3.5 Étude de la compressibilité : quantification du nombre de Mach . . . 158
3.6 Choix du solveur pour l'étude avec l'approche LES . . . 158
3.7 Effet du schéma numérique de discrétisation du terme convectif . . . 159

4 Modélisation du développement du jet turbulent issu de la torche F4 par approche LES 160
4.1 Mise en place du modèle numérique avec une approche LES via des conditions aux limites périodiques . . . 161
4.1.1 Convergence statistique en temps . . . 164
4.1.2 Étude de la taille radiale du domaine . . . 165

Licence CC BY-NC-ND 3.0

4.1.3 Convergence en maillage . . . 167
4.1.4 Convergence temporelle (pas de temps) . . . 169
4.1.5 Étude des modèles de sous maille . . . 170
4.1.6 Caractérisation du jet . . . 179
4.1.7 Détermination des échelles de turbulence . . . 185
4.1.8 Synthèses et conclusion . . . 196
4.2 Application du modèle numérique mis en place avec des conditions aux limites issues du signal complet de la torche . . . 198
4.3 Instationnarité et turbulence . . . 206
4.4 Synthèse et conclusion . . . 215

5 Modélisation du développement du jet turbulent issu de la torche Axial III+ par approche LES 217
5.1 Caractérisation du jet . . . 218
5.2 Résultats moyens . . . 222
5.3 Échelles de turbulence . . . 226
5.4 Conclusion . . . 230
5.5 Comparaison des résultats de l'approche LES à ceux issus d'une approche URANS couplée à des conditions aux limites d'entrée instationnaires issues de la torche F4 . . . 231
5.5.1 Conclusion . . . 234
5.6 Comparaison des temps caractéristiques relatifs à l'écoulement avec les constantes relatives aux mécanismes de traitement de la suspension . . . 234

Conclusion générale 237

Annexes 242
Annexe A . . . 242
Annexe B . . . 246
Annexe C . . . 248
Annexe D . . . 248
Annexe E . . . 250
Annexe F . . . 254
Annexe G . . . 264

Références bibliographiques 265

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Table des figures

1 Image MEB d'une coupe transversale d'un dépôt TBC réalisé par APS de zircone stabilisée à l'yttrine sur une aube de turbine : illustration de différente couche de la TBC, adaptée de [1]. 27
2 Schématisation du procédé APS [3]. 28
3 Microstructures de dépôt obtenues avec les procédés EB-PVD (a), APS (b) et SPS (c) [7]. . . 29

1.1 Schéma de principe de la projection plasma atmosphérique (APS) à arc soufflé, adapté de [11]. 35
1.2 Microstructure lamellaire du dépôt obtenu avec le procédé APS (a), dépôt verticalement fissuré (b), cliché MEB [13] 36
1.3 Principe de fonctionnement d'une torche plasma à arc soufflé : illustration des forces et phénomènes responsables du déplacement du pied d'arc 37
1.4 Photographie du jet plasma en sortie de la torche Metco 7MB, à 3 différents instants. Conditions de fonctionnement : D_{torche}=6,35 mm, intensité de courant (I) = 450 A, Débit de gaz : 23,6 slpm d'argon [18]. 37
1.5 Évolution temporelle de la tension d'arc en fonction de ses différents modes de fonctionnement [25]. 39
1.6 Illustration du détachement de bouffées de plasma avec le mode claquage-réamorçage [23]. . 39
1.7 Schéma du principe de fonctionnement d'une torche non conventionnelle à anode segmentée, modifié de [28]. 39
1.8 Photographie de Schlieren d'un jet plasma qui se développe dans l'air ambiant. Conditions de fonctionnement : D_{torche}=12,7 mm, intensité de courant I = 350 A, Débit de gaz : 30,6 slpm d'argon [31]. 40
1.9 Illustration de la dispersion des particules dans le jet plasma avec une injection radiale (a) et axiale (b), modifié de [32]. 41
1.10 Schéma du principe de fonctionnement de la torche Mettech Axial III+, adapté de [34]. . . . 42
1.11 Image du développement du jet plasma issu de la torche Axial III+ dans l'air : images originales (a), images traitées par transformation couleur (b) et pour la détection des contours du jet où les gradients d'intensité sont élevés (c). Conditions plasma pour chaque torche : I/3=230 A, N_2-H_2 (112-38 Nl/min) [35]. 43
1.12 Différentes microstructures de dépôt obtenues avec le procédé SPS : (a) colonnaire, (b) fissurée, (c) dense [7], (d) poreuse [37] 44
1.13 Schéma du principe de la projection plasma de suspension avec une torche à injection axiale, adapté de [39] et [40]. 45
1.14 Fragmentation d'un jet de liquide par un jet de plasma transverse. Conditions plasma : I=600 A, Ar-H_2 (45-15 Nl/min), D_{torche}=7 mm [42]. 46

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.15 Coupe axiale dans la torche Axial III+ (a) ; schématisation de l'atomisation de la suspension par le gaz coaxial dans la torche Axial III+ (b) adaptée de [46]. 47
1.16 Fragmentation de la suspension par le gaz atomiseur sans gaz plasmagène. Torche AXial III+, débit de gaz atomiseur (1) 5 Nl/mn, (2) 20 Nl/mn. [46]. 48
1.17 Fragmentation de la suspension par le gaz atomiseur avec gaz plasmagènes froid. Torche AXial III+, débit de gaz atomiseur (1) 5 Nl/mn, (2) 20 Nl/mn. [46]. 48
1.18 Comparaison des échelles de temps des phénomènes auxquels est soumise une suspension à base d'éthanol avec une charge massique de 15%, injectée dans un jet plasma. Conditions plasma : I=600 A, Ar-H_2 (45-15 Nl/min). Les legendes τ_{frag}, τ_{evap}, τ_{conv}, τ_{diff} correspondent respectivement aux temps de fragmentation et d'évaporation du liquide, temps de convection et de diffusion des particules au sein de la goutte [48]. 49
1.19 Différents mécanismes de traitement physique plausibles pour la suspension, modifié à partir de [44] et [50], établis sur la base de collectes de particule en vol et d'analyses de dépôts . . 51
1.20 Principe de construction de dépôt par structures colonnaires avec le procédé SPS [51]. 53
1.21 Cartographie des structures colonnaires obtenues avec le procédé SPS en fonction de l'enthalpie massique et de la vitesse moyenne du jet plasma. La légende de chaque photographie fait référence au débits Ar-H_2-He-I respectivement en Nl/min pour les gaz plasmagènes et en Ampères pour le courant d'arc I [59]. 54
1.22 Schématisation de la formation et de la fusion des tourbillons de Kelvin-Helhmoltz dans une couche de mélange, modifiée à partir de [62]. 56
1.23 Visualisation des structures cohérentes dans une couche de mélange (cisaillement) air/azote par Brown et al. [66], obtenue avec la méthode d'ombrographie. 58
1.24 Densité spectrale de l'énergie cinétique turbulente en échelles logarithmiques. 59
1.25 Schéma descriptif du processus d'engouffrement de l'air dans le jet de plasma, modifié à partir de [70]. 60
1.26 Photographie du développent d'un jet plasma d'argon dans de l'air au repos à différents instants. [71]. 61
1.27 Développement d'un jet plasma d'argon dans de l'air au repos par Pfender [31] (a) : Observation du développement de la turbulence dans le jet par photographie de Schlieren ; (b) : Intensité turbulente mesurée dans le jet à différentes distances axiales et radiales par Anémomètre Laser Doppler (LDA).(Conditions plasma I=450A ; V=24V ; Ar $\sim$ 23,6L/mn). . . 61
1.28 Estimation de l'échelle de Kolmogorov en fonction de la température dans un jet plasma d'argon à pression atmosphérique pour différents taux de dissipation turbulente [72]. 62
1.29 (a) : Échelles résolues et échelles modélisées selon les approches DNS, LES et RANS représentées sur le spectre d'énergie cinétique turbulente, où E(κ) représente l'énergie cinétique turbulente et $\kappa = 2\pi/l$ représente le nombre d'onde ; (b) : Résolution de la variable ϕ dans le temps par les trois approches de modélisation. 77

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.30 Comparaison de la simulation numérique d'un écoulement turbulent en combustion [87] avec les approches : RANS (a), LES 'b) et DNS (c). 77
1.31 Approches de modélisation de la formation du plasma. 87
1.32 Illustration de la méthode de source de chaleur instationnaire en temps et en espace, modifiée de [129]. 91
1.33 Comparaison des profils moyens radiaux de fraction volumique d'azote (a) et de vitesse (b) dans le jet plasma obtenu par Mariaux et al. [142] avec les modèles $k-\varepsilon$ bas Reynolds, $k-\varepsilon$ RNG pour différents types de conditions aux limites d'entrée : Profils moyens de vitesse et température expérimentaux V&T, source de chaleur volumique instationnaire PV et des mesures expérimentales (conditions : Ar-H_2 75%-25% vol, I= 600 A, D_{torche}= 7 mm). Comparaison de la température moyenne axiale (c) obtenue par Jabbari et al. [49] avec les modèles $k-\varepsilon$ et RSM avec des mesures expérimentales (conditions : argon, I= 600 A, D_{torche}= 7,88 mm). 96
1.34 Évolution du jet plasma défini par une isotherme à 5000 K, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2 à différents instant de la période de fluctuation de l'arc T (conditions : Ar-H_2 75%-25% vol, I= 600 A, D_{torche}= 6 mm) 98
1.35 Champs d'écoulement instantanés (température, fraction massique d'air et vorticité) sur un plan de symétrie du jet plasma obtenus pour des simulations 2D axisymétriques en approche LES, par Shigeta [69] avec différentes méthodes numériques : solveur-schéma du terme convectif- schéma du terme temporel : (a) SIMPLE- Upwind ordre 1-Euler ordre 1 ; (b)IPISO-Upwind ordre 1-Euler ordre 1 ; (C) IPISO-hybride Upwind k-k ordre 3-Adams-Baschforth-Moulton ordre 3. 102
1.36 Composition d'un plasma d'Ar H_2 à 75%-25% en volume à l'ETL à pression atmosphérique, P.André 108
1.37 Évolution de la masse volumique (a), chaleur spécifique (b), viscosité dynamique (c) et conductivité thermique (d) de l'argon, de l'argon hydrogène (80-20% vol) et de l'air en fonction de la température. 109
1.38 Viscosité dynamique (a) et conductivité thermique (b) d'un mélange d'air et de vapeur métallique à deux bar en fonction de la température, définies par les différentes lois de mélange et comparées à la solution analytique. Les légendes font référence à : solution exacte (Exact), pondération par fraction molaire (Molar), pondération par fraction massique (Masss), loi de Masson et at. (Mass), loi de Wilke et al. (Wilke), loi de Yun et al. (Yun) [155]. 111

2.1 Coupe axiale dans la torche F4 MB [172]. 114
2.2 Géométrie du domaine d'étude incluant la partie aval de la tuyère de la torche F4. 114
2.3 Bloc du domaine d'étude avec la torche F4. 115
2.4 Maillage du domaine de calcul : (a) géométrie 3D ; (b) plan passant par l'axe z de la torche ; (c) section droite perpendiculaire à l'axe de la torche (B-B') ; (d) zoom sur l'O-grid central au niveau de la section B-B'. 116

Licence CC BY-NC-ND 3.0

2.5 Détails de la géométrique de la torche Mettech Axial III+ adaptée de [118]. 117
2.6 Géométrie du domaine d'étude incluant le tube d'injection de la suspension, la tuyère de la torche Axial III+ et le domaine extérieur. 118
2.7 Représentation des différents blocs qui composent la géométrie d'étude. 120
2.8 Représentation schématique d'une section droite du bloc à l'entrée du domaine (plan C-C') (a) et ses détails géométriques et points de liaison entre ses différentes arêtes (b). 121
2.9 Maillage des sections droites d'entrée (C-C') et de sortie (D-D') de la tuyère convergente-divergente. 122
2.10 Étirement des mailles centrales dans la direction de l'écoulement Z. 123
2.11 Vue latérale du maillage sur tout le domaine d'étude. 123
2.12 Zoom sur le maillage de la tuyère au niveau du convergent-divergent. 123
2.13 Illustration des conditions aux limites dans les domaines de calcul relatif au développement du jet plasma dans l'air avec la torche Axial III+ (a) et F4 MB (b). 124
2.14 Schéma du processus de réamorçage avec le modèle mis en place ; (a) arc développé juste avant le réamorçage, (b) arc développé avec une nouvelle colonne artificielle en couleur rouge dans la direction amont ; (c) nouvelle configuration de l'arc juste après le réamorçage [118]. 126
2.15 Variation temporelle de la tension d'arc en mode claquage-réamorçage pour la torche F4. . . 126
2.16 Champs de vitesse et de température dans une section perpendiculaire à l'axe de la torche et en sortie à T, T+T/3 et T+2T/3, (a) modèle à l'ETL, (b) modèle à 2 Températures, torche F4. 127
2.17 (a) Rapport $\theta = T_e/T_h$ entre la température des électrons et la température des espèces lourdes dans un plan perpendiculaire à l'axe de la torche à sa sortie ; (b) Profil radial en sortie de torche de la température des espèces lourdes, des électrons issus de la modélisation MHD à 2-T et de la température équivalente calculée via des interpolations de l'enthalpie totale. 129
2.18 Profils radiaux instantanés de vitesse et de température en sortie de torche à 3 instants correspondants à T, T+T/3 et T+2T/3 - modèle à l'ETL. 129
2.19 Profils radiaux instantanés de vitesse et de température en sortie de torche à 3 instants correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3 - modèle à 2 températures. 130
2.20 Champs de vitesse (a) et de température (b) en sortie des canaux dont la section est en forme de "haricots" aux instants correspondants à T, T+T/3 et T+2T/3, obtenus avec l'approche MHD et un modèle à l'ETL. 130
2.21 Profils radiaux instantanés de vitesse (b) et de température (c) en sortie de la torche Axial III+, suivant la ligne illustrée en (a), à 3 instants correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3 avec le modèle à l'ETL. 131
2.22 Logigrammes des différents algorithmes de résolution disponibles dans le code Ansys Fluent. 134

3.1 Champ de vitesse (a) et de température (b) de l'écoulement dans un plan de symétrie passant par l'axe de la torche. 152

Licence CC BY-NC-ND 3.0

3.2 Profils radiaux de vitesse (a) et de température (b) à 2 mm en aval de la sortie de torche. Les légendes font références à : découplé basé sur la pression PISO (P-B PISO), couplé basé sur la pression (P-B couplé), totalement couplé implicite basé sur la densité(D-B implicite), totalement couplé explicite basé sur la densité(D-B explicite). 152
3.3 Profils radiaux de vitesse, de température et de fraction volumique d'azote à 80 mm en aval de la sortie de torche. 153
3.4 Profil de vitesse (a) et de température (b) le long de l'axe de la torche. 154
3.5 Évolution temporelle de la vitesse (a) et de la température (b) d'un point situé au centre du jet à 40 mm en aval de la sortie de torche. 155
3.6 Profils moyens de vitesse (a) et de température (b) le long de l'axe de la torche en fonction des solveurs en résolution instationnaire. 155
3.7 Profils moyens de vitesse, température et fraction massique d'azote à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des solveurs en résolution instationnaire. 156
3.8 Comparaison des profils moyens de vitesse instationnaires et stationnaires le long de l'axe de la torche (a) et radialement à 80 mm en sortie de torche (b), pour le solveur implicite basé sur la densité. 156
3.9 Écart L^2 sur la vitesse, la température et la fraction volumique de l'Azote en fonction des solveurs en résolution instationnaire ainsi que le temps de calcul CPU requis pour aboutir à 7 ms de calcul (7000 Δt). 157
3.10 (a) Évolution du nombre de Mach dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche obtenu avec le solveur basé sur la densité ; (b) Profil radial du nombre de Mach à 10 mm en aval de la sortie de la torche en fonction des solveurs de résolution instationnaires. 158
3.11 Profils radiaux de vitesse (a) et de température (b) de l'écoulement à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des schémas de discrétisation numériques du terme convectif. . . 159

4.1 (a) Période de fluctuation d'arc extraite du signal de tension aux bornes de la torche, modélisée par approche MHD à l'ETL ; (b) Période dupliquée dans le temps comme conditions aux limite d'entrée ; (c) Vitesse maximale en sortie de torche relative à la période dupliquée. . . . 162
4.2 Profil radial de vitesse moyenné en temps à 80 mm en aval de la sortie de torche suivant le nombre de pseudo-périodes "T" simulées (début de la moyenne à partir de la troisième période de calcul. 164
4.3 Dimensions radiales des trois domaines d'étude considérés ($D_{torche} = 6mm$). 165
4.4 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche dans les trois domaines d'étude considérés. 166
4.5 Profils radiaux moyens de vitesse à 3 distances différentes en aval de la sortie de torche pour les trois domaines d'étude considérés. 167
4.6 Profils moyennés en temps de vitesse, de température et de fraction d'air suivant l'axe de la torche en fonction de la résolution spatiale. 168

Licence CC BY-NC-ND 3.0

4.7 Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction d'air à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction de la résolution spatiale. 168
4.8 Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction d'air à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction de la résolution spatiale. 169
4.9 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction d'air suivant l'axe de la torche en fonction du pas de temps de simulation Δt. 170
4.10 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des différents modèles de viscosité de sous maille. 171
4.11 Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction des modèles de viscosité de sous maille. 172
4.12 Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des modèles de viscosité de sous maille. 172
4.13 Détermination de l'enveloppe minimale et maximale de la vitesse instantanée suivant l'axe de la torche (a), ainsi que radialement à 30 mm en aval de la sortie de torche (b), à partir des évolutions instantanées à différents instants de la période de fluctuation de l'arc, avec le modèle de sous maille WALE. 173
4.14 Comparaison des enveloppes axiales (a) et radiales (b) de vitesse issues des modèles de sous maille pour la modélisation de la viscosité turbulente. 173
4.15 Profils radiaux moyennés en temps de viscosité turbulente à différentes sections en aval de la sortie de torche en fonction des différents modèles de viscosité de sous maille. 174
4.16 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction de la valeur du nombre de Prandtl turbulent. 175
4.17 Profils radiaux moyens de température à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Prandtl turbulent. 176
4.18 Enveloppe minimale et maximale de la température suivant l'axe de la torche en fonction des valeurs du nombre de Prandtl turbulent(a), Largeur maximale du jet sur la base des profils de température à 30 mm (b) et à 80 mm (c) en aval de la sortie de torche en fonction des valeurs du nombre de Prandtl turbulent. 176
4.19 Profils radiaux moyens de conductivité thermique turbulente à 30 mm (a) et à 80 mm en aval de la sortie de torche (b) en fonction du nombre de Prandtl turbulent, ainsi que les profils radiaux moyens de conductivité moléculaire à 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 177
4.20 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction d'air suivant l'axe de la torche en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent pour. 178
4.21 Champ de vitesse (a) et de température (b) dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, à l'instant T+T/3. 179
4.22 Champ de fraction massique d'air dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, à l'instant T+T/3. 179

Licence CC BY-NC-ND 3.0

4.23 Nombre de Mach (a) et champ de pression (b) dans une coupe dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche à l'instant t=T+T/3. 180
4.24 Évolution du jet représenté par une isotherme à 4000 K à 4 instants de la période de fluctuation d'arc T, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2. 180
4.25 Champ instantané du nombre de Reynolds à t=T+T/3 dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche. 181
4.26 Profils radiaux moyens du nombre de Reynolds à différentes distances de la sortie de torche. 181
4.27 Profils radiaux moyens de viscosité turbulente et de viscosité moléculaire à différentes coupes à 15 mm, 30 mm et 50 mm en aval de la sortie de torche (a) et (b), ainsi que le rapport μ_t/μ à 50 mm en sortie de torche (c). 182
4.28 Structures cohérentes identifiées par une iso-valeur du critère-Q à 1000000, coloré par la température, à l'instant t=T+T/3 183
4.29 Écart type des fluctuations de vitesse axiale (a) et de température (b) dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche. 184
4.30 Profils radiaux de l'intensité turbulente moyenne à 15 mm, 30 mm et 50 mm en aval de la sortie de torche 185
4.31 Illustration des lignes d'intérêt sur lesquelles sont calculées les échelles turbulentes. 186
4.32 Autocorrélation spatiale des fluctuations de vitesse axiale suivant l'axe de la torche. 186
4.33 Autocorrélation spatiale des fluctuations de vitesse axiale suivant un rayon situé à 30 mm en aval de la sortie. 187
4.34 Moyenne de l'autocorrélation spatiale de vitesse suivant les rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm de la sortie de torche illustrés en figure 4.31. 188
4.35 Analyse POD sur l'axe de la torche. 189
4.36 Transformée de Fourrier du mode spatial 1. 190
4.37 Analyse POD suivant les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 190
4.38 Densité spectrale d'énergie en fonction des nombres d'ondes suivant l'axe de la torche. . . . 192
4.39 Densité spectrale moyenne sur les rayons situées à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 193
4.40 Points utilisés pour le calcul du spectre fréquentiel. 194
4.41 Densité spectrale en fonction des fréquences à différents points en sortie de torche (illustrés en figure 4.40. 195
4.42 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 199
4.43 Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 15 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 199
4.44 Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 200

Licence CC BY-NC-ND 3.0

4.45 Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 200
4.46 Enveloppes minimale et maximale de vitesse (a) et de fraction massique d'air (b) suivant l'axe de la torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 201
4.47 Profils radiaux moyens de viscosité cinématique à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 201
4.48 Profils radiaux moyens du nombre de Reynolds à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 202
4.49 Profils radiaux moyens de viscosité turbulente situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 202
4.50 Autocorrélations spatiales moyennes suivant les lignes axiale et radiales localisées à 50 et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites d'entrée. 203
4.51 Profils radiaux de vitesse et de température issus de la moyenne temporelle des profils instationnaires sur une pseudo-période T de fluctuation de l'arc (signal période ETL dupliquée) en sortie de torche. 207
4.52 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires. 207
4.53 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant le rayon situé à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires. 208
4.54 Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant le rayon situé à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires. 208
4.55 Enveloppe minimale et maximale de la vitesse (a) et de la fraction massique d'air (b) suivant l'axe de la torche, calculées à partir de profils correspondant à des instants de simulation identiques pour les deux conditions aux limites stationnaires et instationnaires, et qui correspondant à différents instants de la pseudo-période de fluctuation d'arc (T, T+T/10, ...T+9T/10). 209
4.56 Profils radiaux moyens de viscosité de sous maille à différentes positions en aval de la sortie de torche (30 mm, 50 mm et 80 mm) pour des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires. 209
4.57 Profils radiaux moyens du nombre de Reynolds à différentes positions situées à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, pour des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires. 210
4.58 Profil radial moyen d'intensité turbulente à 50 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires. 210
4.59 Autocorrélation spatiale moyenne suivant l'axe de la torche et suivant les rayons situés à 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites d'entrées stationnaires et instationnaires. 211

Licence CC BY-NC-ND 3.0

4.60 Variation de l'énergie suivant les modes (a) et variation du mode 1 POD dans l'espace (b) suivant l'axe de la torche en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires. 212

5.1 Champ de vitesse (a) et de température (b) dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche Axial III+. 219
5.2 Champ de fraction massique d'air dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche Axial III+. 219
5.3 Nombre de Mach (a) et nombre de Reynolds (b) dans une coupe dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, à l'instant t=T+T/3 220
5.4 Évolution des trois jets distincts dans la tuyère pour différentes isothermes à 5000 K (a), 4000 K (b), 3500 K (c) et 3000 K (d) coloriées par la fraction massique d'Ar H_2, à un instant correspondant à t=T+T/3. 220
5.5 Évolution du jet représentée par une isotherme à 2000 K à 3 instants de la période de fluctuation d'arc T correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2. 221
5.6 Structures cohérentes identifiées par une iso-valeur du critère-Q à 1 000 000, coloré par la température, à l'instant t=T+T/3 221
5.7 Comparaison du développement des trois jets distincts sur l'axe de la torche Axial III+, à trois instants correspondants à T, T+T/3 et T+2T/3, par rapport aux résultats expérimentaux de Zimmermann et al. [35]. 222
5.8 (a) Profil de vitesse radial moyen (en temps) à 80 mm en aval de la sortie de tuyère suivant le nombre de périodes "T" simulées (début de la moyenne à partir de la troisième période de calcul) ; (b) Écart relatif en norme L^2 entre les profils moyens successifs. 223
5.9 Illustration de l'axe de la torche et de l'axe de l'haricot 224
5.10 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche ainsi que l'axe du haricot 1. Les lignes verticales noires représentent les 3 zones de la tuyère : sortie convergent, entrée divergent et sortie divergent. 224
5.11 Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie du divergent. 225
5.12 Profils radiaux moyens de viscosité turbulente (a), de rapport de viscosité turbulente et moléculaire μ_t/μ (b) ainsi que du nombre de Reynolds moyen à différentes distances situées à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 225
5.13 Autocorrélations spatiales moyennes des fluctuations de vitesse suivant l'axe de la torche, l'axe du haricot 1 et radiales à 15 mm en aval de la sortie du divergent. Les lignes verticales noires représentent les 3 zones de la tuyère : sortie convergent, entrée divergent et sortie divergent. 226
5.14 Évaluation spatiale du mode 1 POD sur l'axe de la torche, l'axe du haricot ainsi que suivant les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie du divergent. 227
5.15 Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche, en fonction d'une modélisation URANS et d'une modélisation LES 231

Licence CC BY-NC-ND 3.0

5.16 Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction d'une modélisation URANS et d'une modélisation LES . . . 232
5.17 Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction d'une modélisation URANS et d'une modélisation LES . . . 232
5.18 Champ de vitesse (a) et de température (b) dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche F4 à l'instant t=T+T/3. . . . 233
5.19 Champ de fraction massique d'air dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche F4, à l'instant t=T+T/3. . . . 233
5.20 Évolution du jet représentée par une isotherme à 3200 K à 3 instants de la période de fluctuation d'arc T correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2. 233
5.21 Rapport des différents temps caractéristiques de la turbulence (intégrale τ_L, Kolmogorov τ_η), des fluctuations d'arc T et des temps relatifs aux mécanismes de traitement de la suspension (fragmentation τ_{frac}, évaporation $\tau_{\text{évap}}$ et accélération τ_{iner}), en fonction des diamètres des gouttes. . . . 235
22 Évolution des fractions molaires et fractions volumiques d'un mélange composé d'Argon, Argon-hydrogène à 80%-20%, d'air et de Zircone en fonction de la température à pression amosphérique. . . . 250
23 Évolution de la viscosité dynamique d'un mélange d'Argon-hydrogène à 80%-20% et d'air en fonction de la température. . . . 250
24 Évolution de la masse volumique (a) et zoom sur cette évolution de la masse volumique (b) du mélange à 80% d'Ar-H_2 (à 80%-20% en volume) et 20% d'air en fonction de la température et à différentes pressions, déterminée par interpolations en pression ainsi qu'en utilisant la loi des gaz parfaits. . . . 252
25 Comparaison de l'évolution des propriétés de transport calculées par l'UDRGM sur fluent et pas le code de calcul en fonction de la température sur l'axe du jet. . . . 253
26 (a) Profil radial de vitesse moyenné en temps à 30 mm en aval de la sortie de torche suivant le nombre de pseudo-périodes "T" simulées dans le calcul (début de la moyenne à partir de la troisième période de calcul) ; (b) Écart relatif en norme L^2 entre les profils moyens successifs. 254
27 Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction d'air à 15 mm en aval de la sortie en fonction des différents modèles de sous maille de viscosité turbulente. . . . 254
28 Enveloppes minimales et maximales axiale de température (a) et de fraction massique d'air (b) sur l'axe de la torche en fonction des modèles de sous maille de la viscosité turbulente. . 255
29 Enveloppe maximale de température (a) et de fraction massique d'air (b) à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des différents modèles de sous maille de la viscosité turbulente. 255

Licence CC BY-NC-ND 3.0

30 Profils moyens radiaux de vitesse à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Prandtl turbulent pour la modélisation de la conductivité turbulente. 256
31 Profils radiaux moyens de fraction massique d'air à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Prandtl turbulent pour la modélisation de la conductivité turbulente. 256
32 Enveloppe minimale et maximale de vitesse sur l'axe de la torche (a) et à 30 mm aval de la sortie de torche en (b), en fonction des valeurs du nombre de Prandtl turbulent. 257
33 Enveloppe minimale et maximale de vitesse sur l'axe de la torche (a), et à 30 mm en aval de la sortie de torche (b), en fonction des valeurs du nombre de Prandtl turbulent. 257
34 Profils radiaux moyens de vitesse à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent pour la modélisation de la diffusivité turbulente des espèces. 258
36 Profils radiaux moyens de température à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent pour la modélisation de la diffusivité turbulente des espèces. 258
37 Profils radiaux moyens de fraction d'air à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent. 258
38 Enveloppe minimale et maximale de la fraction massique d'air suivant l'axe de la torche, 30 mm en (b) et 80 mm (c) en aval de la sortie de torche, en fonction des valeurs du nombre de Schmidt turbulent. 259
39 Enveloppes minimale et maximale de vitesse sur l'axe de la torche (a) et à 30 mm en aval de la sortie de torche (b), en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent. 259
40 Enveloppes minimale et maximale de température sur l'axe de la torche (a) et à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent. 259
41 (a) : Énergie en fonction des modes POD sur l'axe de la torche ; (b) : Variation spatiale du mode 1. 260
42 Variation de l'énergie en fonction des modes POD aux différents rayons localisés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, pour les différentes conditions aux limites d'entrée 260
43 Variation spatiale du mode 1 suivant les rayons situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, pour les différentes conditions aux limites d'entrée. 260
44 Densité spectrale moyenne en nombre d'onde suivant l'axe de la torche et suivant les rayons situés à 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrées. 261
45 Densité spectrale en fréquence sur des points situés à 30 mm en sortie de torche. 261
46 Densité spectrale en fréquence sur des points situés à 50 mm en sortie de torche. 261

Licence CC BY-NC-ND 3.0

47 Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 15 mm en aval de la sortie de torche. 262
48 Variation de l'énergie en fonction des modes POD pour les différentes conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires suivant les rayons situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 262
49 Variation spatiale du mode 1 en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires aux différentes lignes radiales considérées. 262
50 Densité spectrale moyenne axiale (a) et radiales localisées à 50 mm (b) et 80 mm (c) en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites d'entrées stationnaires et instationnaires. 263
51 Densité spectrale fréquentielle à différentes positions radiales dans la couche de mélange pour un point située à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des conditions aux limites d'entrées stationnaires et instationnaires. 263
52 Densité spectrale fréquentielle à différentes positions radiales dans la couche de mélange pour un point située à 50 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des conditions au limites d'entrées stationnaires et instationnaires. 263
53 Densité spectrale moyenne d'énergie sur l'axe de la torche, l'axe du haricot 1 ainsi que sur les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 264

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Table des tableaux

1.1 Tableau récapitulatif des travaux de modélisation effectués pour la simulation du développement du jet plasma dans l'air suivant une approche de turbulence de type RANS. 105
1.2 Tableau récapitulatif des travaux de modélisation effectués pour la simulation du développement du jet plasma dans l'air avec une approche de turbulence de type LES. 106

2.1 Tableaux illustrant les niveaux de raffinement pour la convergence en maillage 116
2.2 Tableau récapitulatif des caractéristiques du maillage avec la torche Axial III+. 123
2.3 Conditions aux limites imposées aux différentes frontières du domaine 124
2.4 Paramètres de fonctionnement des torches F4MB et Axial III+. 125
2.5 Résultats de la modélisation de la torche F4MB et mesure expérimentale [172] 127
2.6 Valeur des vitesses et des températures en sortie de torche pour les modèles à l'ETL et à 2 températures. 128
2.7 Valeurs maximales des vitesses et des températures en sortie de la torche Axial III+. 131
2.8 Tableau récapitulatif des différents solveurs de résolution disponibles sur Fluent. Δt fait référence au pas de temps de simulation, "compres" et "incompres" font références à "compressible" et "incompressible". 137

4.1 Tableaux illustrant la discrétisation spatiale selon la dimension radiale du domaine. 166
4.2 Échelle intégrale moyennes radiales via autocorrélation spatiale 188
4.3 Taille des structures cohérentes suivant les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 191
4.4 Échelles intégrales, de Kolmogorov et temps de Kolmogorov moyens suivant les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 193
4.5 Temps intégral déterminé par analyse spectrale aux différents points de la figure 4.40. 195
4.6 Synthèse des échelles caractéristiques de la turbulence déterminées par les différentes méthodes d'analyse. 197
4.7 Échelle intégrale moyenne en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée, déterminée via les autocorrélations spatiales suivant l'axe de la torche et les rayons à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. 203
4.8 Échelles des structures cohérentes en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée déterminées via l'analyse POD. 204
4.9 Échelles intégrales moyennes et échelles et temps de Kolmogorov moyens en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. 205
4.10 Temps intégral déterminé par analyse spectrale pour les différentes CL d'entrée. 206

Licence CC BY-NC-ND 3.0

4.11 Échelles intégrales moyennes en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires, déterminées à partir des autocorrélations spatiales. 211
4.12 Échelle des structures cohérentes en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires déterminées via l'analyse POD. 212
4.13 Échelles intégrales moyennes et échelles et temps de Kolmogorov moyens en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires. 213
4.14 Temps intégral déterminé par analyse spectrale pour les CL d'entrée stationnaires et instationnaires. 214

5.1 Échelles caractéristiques de turbulence déterminées par les différentes méthodes dans l'écoulement plasma issu de la torche Axial III+. 228
5.2 Temps caractéristiques de la turbulence, des fluctuations de l'arc et des mécanismes de traitement de la suspension en fonction du diamètre des gouttes. 234

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Nomenclature

Symboles

C_p	Chaleur spécifique	$[\mathrm{J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}}]$
D	Coefficient de diffusion des espèces	$[\mathrm{m^2 \cdot s^{-1}}]$
g	Accélération de la pesanteur	$[\mathrm{m \cdot s^{-2}}]$
h	Enthalpie	$[\mathrm{J \cdot kg^{-1}}]$
I	Intensité du courant	$[A]$
k	Énergie cinétique turbulente	$[\mathrm{m^2 \cdot s^{-2}}]$
L	Échelle intégrale	[m]
m	Masse	[kg]
M	Masse molaire	$[\mathrm{kg \cdot mol^{-1}}]$
P	Pression	[Pa]
R_{torche}	Rayon	[m]
R	Constante des gaz parfaits	$[\mathrm{J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}}]$
T	Température	[K]
t	Temps	[s]
T_L	Temps intégral	[s]
u	Vitesse	$[\mathrm{m \cdot s^{-1}}]$
V	Fraction volumique	[-]
x	Fraction molaire	[-]
Y	Fraction massique	[-]

α	Diffusivité thermique	$[m^2 \cdot s^{-1}]$
μ	Viscosité dynamique	$[\mathrm{Pa \cdot s}]$
ν	Viscosité cinématique	$[\mathrm{m^2/s}]$
ρ	Densité	$[\mathrm{kg \cdot m^{-3}}]$
κ	Nombre d'onde	$[\mathrm{m^{-1}}]$
χ	Fraction massique de l'espèce	[-]
$\bar{\Delta}$	Longueur de coupure	[m]
η	Échelle de Kolmogorov	[m]

Licence CC BY-NC-ND 3.0

λ	Conductivité thermique	$[W \cdot m^{-1} \cdot K^{-1}]$
τ_η	Temps de Kolmogorov	[s]
ε	Taux de dissipation turbulente	$[m^2 \cdot s^{-3}]$
ω	Taux de dissipation spécifique	$[s^{-1}]$
δ_{ij}	Symbole de Kronecker	[-]
$\overline{\tau}_{ij}$	Tenseur des contraintes sous maille	[Pa]
$\overline{S}_{ij}$	Tenseur des vitesses de déformation	$[s^{-1}]$
S^d_{ij}	Tenseur de rotation	$[s^{-1}]$
$\overline{L}_{ij}$	Tenseur de Léonard	[-]
$\overline{\pi}^d_i$	Flux de chaleur sous maille	$[W \cdot m^{-2}]$
$\overline{Y}_i$	Flux de diffusion sous maille	[-]
$\overline{\theta}^d_i$	Flux de chaleur turbulent	$[W \cdot m^{-2}]$
R_{ij}	Tenseur des contraintes de Reynolds	[Pa]
$\overline{\psi}_i$	Flux de diffusion turbulente	[-]

Indices et exposants

atm	atmosphérique
ref	référence
sm	sous maille
t	turbulent

Abréviations

APS	Atmospheric Plasma Spraying
CFL	Courant–Friedrichs–Lewy
CPU	Central Processing Unit
DNS	Direct Numerical Simulation
$EP-BVD$	Electron Beam - Physical Vapor Deposition
ETL	Équilibre Thermodynamique Local
IRCer	Institut de Recherche sur les Céramiques
LES	Large Eddy Simulation
Max	Maximum
MEB	Microscopie Électronique à Balayage
MHD	Magnéto-Hydro-Dynamique

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Min	Minimum
Nl	Normaux litres
$RANS$	Reynolds-Averaged Navier–Stokes
RNG	Renormalization Group
SPS	Suspension Plasma Spraying
$SPPS$	Solution Precursor Plasma Spraying
TBC	Thermal Barrier Coating
TKE	Turbulence Kinetic Energy
$UDRGM$	User Defined Real Gaz Model
POD	Proper Orthogonal Decomposition
$2-T$	Deux températures
CL	Conditions aux limites

Nombres adimensionnels

$Ma = \frac{u}{c}$	Nombre de Mach
$Nu = \frac{h}{\lambda_g d_p}$	Nombre de Nuselt
$Pr = \frac{\mu C_p}{\lambda}$	Nombre de Prandtl
$Pe = \frac{Lu}{\alpha}$	Nombre de Peclet
$Re = \frac{\rho u d}{\mu}$	Nombre de Reynolds
$S_c = \frac{\nu}{D}$	Nombre de Schmidt
$St = \frac{\rho_p d_p^2 v_p}{\mu_g L_{cl}}$	Nombre de Stokes
$We = \frac{\rho_g (Vg-Vl)^2 d_l}{\sigma}$	Nombre de Weber

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Introduction générale

La projection thermique est une technique qui permet de revêtir une surface afin de lui conférer de nouvelles propriétés spécifiques à son usage, telles que : résistance à l'usure, corrosion, barrières thermiques...., pour des secteurs variés comme l'aéronautique, l'automobile, la production d'électricité ainsi que les implants biomédicaux.

Si l'on s'intéresse au secteur aéronautique, cette technologie, et notamment la projection plasma, est utilisée, entre autres, pour réaliser des barrières thermiques (TBC) en céramique par projection plasma sur les parois internes des chambres de combustion des turboréacteurs. Ainsi, leurs performances sont améliorées, car il devient possible d'augmenter la température des gaz, sans pour autant altérer les pièces structurelles.

Les barrières thermiques (TBC) sont généralement composées de plusieurs couches qui confèrent à la pièce en superalliage une protection contre la corrosion, l'érosion et une isolation thermique supplémentaire : i) une première couche de liaison appelée "Bond-Coat" (généralement en MCrAlY) pour assurer l'adhérence de la céramique au substrat et adapter les coefficients de dilatation thermique entre le substrat et la céramique ; ii) une deuxième couche céramique isolante "Top-Coat" de faible conductivité thermique, le plus souvent en zircone stabilisée à l'yttrine, déposée par projection plasma avec une structure lamellaire qui accommode peu les contraintes thermomécaniques ; iii) une fine couche d'oxyde TGO (Thermally Grown Oxide) qui se forme spontanément sur la couche d'adhérence par diffusion des éléments de l'aluminium avec l'oxygène, et qui protège le substrat de l'oxydation. Ces différentes couches sont illustrées dans la figure 1 qui représente une coupe transversale d'un dépôt (barrière thermique) réalisé sur une aube de turbine.

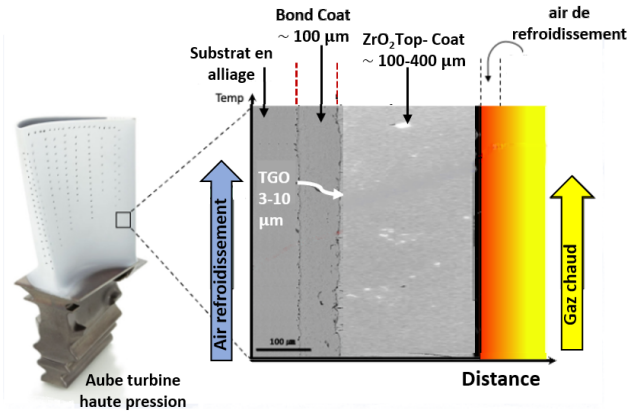


FIGURE 1 – Image MEB d'une coupe transversale d'un dépôt TBC réalisé par APS de zircone stabilisée à l'yttrine sur une aube de turbine : illustration de différente couche de la TBC, adaptée de [1].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Ainsi, la Projection Plasma atmosphérique (APS : Atmospheric Plasma Spraying) consiste plus exactement à traiter un matériau céramique injecté sous forme de poudre (dont la granulométrie varie de 5 à 200 µm) via un gaz porteur, dans un jet plasma, dont les vitesses et températures peuvent atteindre 2200 m/s et 15000 K en sortie de tuyère de la torche à plasma d'arc. Celui-ci va accélérer, chauffer et fondre les particules jusqu'à ce qu'elles impactent et s'étalent sur le substrat, tel que schématisé dans la figure 2. Le dépôt ainsi formé est composé de petites lamelles "splats" (figure 3b) dont la microstructure accommode peu les contraintes thermomécaniques, mais dont l'isolation thermique est très bonne (conductivité thermique $\sim$1W$\cdot$ m$^{-1}\cdot$K^{-1} [2]) du fait de leur forte porosité. Ce procédé présente également l'avantage de vitesses de dépôt élevées ($\sim$ 250 µm/min) et une mise en œuvre relativement simple et peu coûteuse.

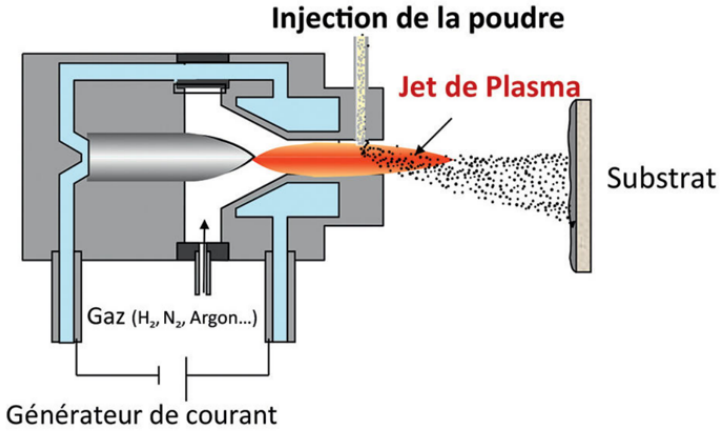


FIGURE 2 – Schématisation du procédé APS [3].

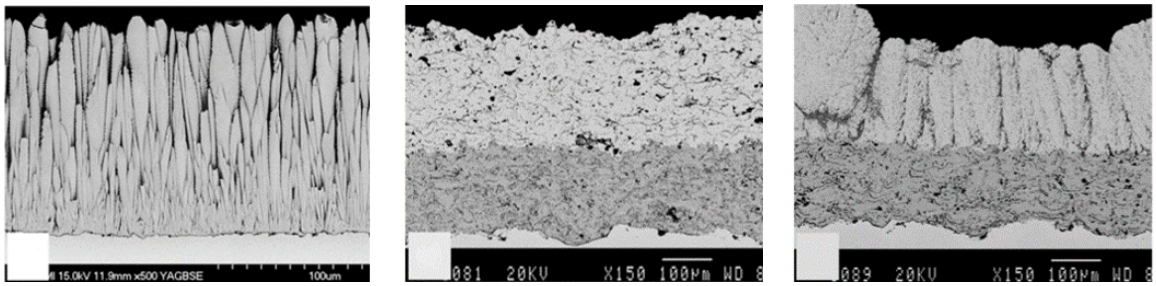
Pour les pièces fortement sollicitées thermo-mécaniquement, telles que les aubes des turbines, les barrières thermiques sont réalisées par le procédé de dépôt Physique en phase Vapeur (EB-PVD) assisté par faisceau d'électrons. Celui-ci consiste à utiliser un faisceau d'électrons pour évaporer un matériau solide : les atomes évaporés se déplacent alors dans le vide et se condensent en une couche mince sur la surface à revêtir. Ainsi, ce procédé permet d'obtenir des dépôts de structures colonnaires (figure 3a) qui accommodent bien les contraintes thermo-mécaniques, mais, en contrepartie, sa mise en œuvre est complexe et coûteuse. En effet, la pression d'opération doit être faible ($\sim 10^{-2}$ Pa), les vitesses de dépôt sont basses (< 10 µm/min) et les conductivités thermiques obtenues sont de l'ordre de ($\sim$ 2 W$\cdot$m$^{-1}\cdot$K^{-1}) [4], contrairement à la projection plasma qui s'opère à pression atmosphérique, avec des vitesses de dépôt plus élevées ($\sim$ 250 µm/min) et qui s'accompagne de conductivités thermiques plus faibles.

Afin de combiner les avantages des deux procédés EB-PVD et APS, c'est-à-dire d'élaborer des barrières thermiques finement structurées, résilientes au cyclage thermique, tout en assurant des vitesses de dépôt élevées et un coût d'exploitation faible, une nouvelle technique de projection a émergé : la Projection par Plasma de Suspension (SPS : Suspension Plasma Spraying). Les particules étant trop petites pour être injectées sous forme de poudre par un gaz porteur, celles-ci sont en général injectées via un jet liquide (éthanol, eau), afin de leur donner suffisamment de quantité de mouvement pour pénétrer le jet de plasma. La suspension est

Licence CC BY-NC-ND 3.0

ensuite fragmentée en gouttelettes, dont le liquide s'évapore pour libérer les particules sub-microniques qui seront traitées par le plasma. Ce procédé permet de réaliser des revêtements finement structurés de microstructures variées : colonnaires, denses, poreux, grâce à l'injection d'une suspension contenant des particules nanométriques ou sub-microniques du matériau à déposer dans le jet plasma, et ces vitesses de dépôt sont prometteuses $\sim$ 100 µm/min [5].

Un bon contrôle des paramètres opératoires du procédé SPS permet d'obtenir des microstructures de dépôt colonnaires (figure 3c) proches de celles de l'EB-PVD. Cependant, ces paramètres sont nombreux et influent directement sur le traitement de la suspension par le jet plasma, et donc sur le mode de construction du dépôt, ce qui ralentit l'adoption du procédé par l'industrie [6]. La maîtrise de ce procédé nécessite donc une bonne compréhension de la relation entre ses différents paramètres (torche, suspension, substrat, cinématique torche-substrat), les mécanismes de traitement de la suspension et la microstructure du dépôt. Les moyens de diagnostic expérimentaux étant limités du fait de la petite taille des particules et des gouttes, la simulation numérique apparaît, dans ce cas, comme un outil indispensable pour la compréhension, la maîtrise et l'optimisation de ce procédé. Celle-ci facilitera la détermination des paramètres opératoires qui permettront d'obtenir des dépôts avec des microstructures adaptées à leur usage.



(a) EB-PVD **(b)** APS **(c)** SPS

FIGURE 3 – Microstructures de dépôt obtenues avec les procédés EB-PVD (a), APS (b) et SPS (c) [7].

Cette thèse s'inscrit dans ce contexte et fait partie intégrante du projet région Nouvelle-Aquitaine "Aventurine" cofinancé par Safran et la région, qui a pour but final de développer un jumeau numérique multiphysique du procédé de projection plasma de suspension, en partenariat avec la société Safran et l'Institut de Mécanique et d'Ingénierie I2M de l'unité de Bordeaux. Le but est d'établir et de comprendre la relation entre les différents paramètres de ce procédé et la microstructure du dépôt. La torche de projection utilisée est l'Axial III+ de la société Mettech, car elle est adoptée par Safran pour le développement de leurs barrières thermiques de zircone yttriée pour les aubes de turbines aéronautiques. Cette torche est constituée de trois torches plasma indépendantes et décalées de 120°, qui permettent une injection axiale de la suspension à la jonction des trois jets de plasma, optimisant ainsi son traitement dans les zones les plus chaudes du jet.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Afin d'atteindre l'objectif du projet, le travail est réparti en quatre sous-systèmes allant de la formation du plasma à la construction du dépôt :

1. La modélisation de la formation du plasma dans la torche par l'arc électrique avec une approche MHD, effectuée par un postdoctorant au laboratoire IRCER, avec le code de CFD *Code_Saturne* [8] ;
2. La modélisation du développement du jet de plasma instationnaire et turbulent et son mélange avec l'air ambiant, réalisée dans le cadre de cette thèse, avec le code de CFD Ansys Fluent [9] ;
3. La modélisation de l'injection de la suspension, son atomisation, puis sa fragmentation par le jet plasma, ainsi que le traitement cinématique et thermique des gouttelettes et des particules, effectués dans le cadre d'une autre thèse à l'IRCER, financée par le CNRS ;
4. Et enfin, la modélisation de la construction du dépôt par impact des gouttes/particules sur le substrat et leur étalement qui est réalisée par un doctorant au laboratoire I2M à Bordeaux.

Les différents modèles sont ensuite associés en chaîne et couplés entre eux afin d'avoir un modèle global du procédé, où chaque sous-système est traité avec un code de CFD adéquat selon la physique impliquée.

L'objectif principal de la thèse, qui concerne donc le sous-système 2 en faisant appel aux résultats du 1, est de prédire le plus correctement possible les phénomènes turbulents dans le jet plasma très instationnaire, car ils conditionnent la fragmentation de la suspension et la dispersion des gouttelettes et des particules de faible inertie dans le jet, leurs trajectoires et donc leurs traitements cinématique et thermique. De ce fait, une modélisation rigoureuse de la turbulence est nécessaire, car celle-ci va influer directement sur les caractéristiques des particules avant l'impact (vitesse, température, taille, position, ...) et donc sur les caractéristiques du dépôt final.

Pour répondre à cet objectif, le plan de ce manuscrit se présente comme suit :

- **Le chapitre 1** est consacré à une analyse bibliographique concernant le principe de la projection plasma conventionnelle et le procédé SPS. Le but est de comprendre l'effet des différents paramètres opératoires de torche, de la suspension et de son injection sur les mécanismes de traitement thermo-cinétique et physico-chimique de celle-ci, et donc sur la microstructure du dépôt final. Il présente également une étude approfondie des phénomènes turbulents dans les jets libres en général et, plus particulièrement, dans les jets de plasma afin de comprendre les mécanismes de transition à la turbulence et de cerner ses caractéristiques. Enfin, les différentes approches de modélisation de la turbulence (RANS, LES ...) sont présentées, suivies des différentes méthodes d'analyse numérique pour l'estimation des diverses échelles spatiales et temporelles caractéristiques de la turbulence dans les écoulements. Ce chapitre se termine par une bibliographie détaillée concernant la modélisation et la simulation du développement du jet plasma dans l'air : hypothèses communément utilisées, différentes approches de modélisation de la formation du plasma par l'arc électrique dans la torche, conditions aux limites d'entrée pour les simulations du développement du jet, ainsi que les différents modèles de turbulence utilisés. Une présentation non exhaustive des méthodes numériques adoptées dans ce type de modélisation est également effectuée, suivie d'une synthèse portant sur l'établissement des proprié-

Licence CC BY-NC-ND 3.0

tés thermodynamiques et de transport des différentes espèces de gaz, ainsi que des lois de mélange permettant de déterminer les propriétés du mélange final.

- **Le chapitre 2** décrit la démarche générale de la modélisation du développement du jet turbulent, il inclut une présentation des différents domaines d'étude et des maillages relatifs au développement du jet turbulent dans l'air, issu de deux torches Mettech Axial III+ et F4 MB de Metco : du fait de la complexité géométrique de la torche Axial III+, qui mène à un maillage conséquent du domaine extérieur, la torche F4 a été introduite dans le travail pour mettre au point un modèle numérique optimal (études des maillages, pas de temps, modèles de sous maille) en des temps raisonnables, qui sera ensuite appliqué à la torche Axial III+. Les différentes conditions aux limites d'entrée issues de modélisations préliminaires de la formation du plasma par l'arc électrique, ainsi que celles relatives aux limites du domaine, sont également présentées, et le couplage entre le sous-système 1 et le sous-système 2 est expliqué. Ce chapitre présente également les méthodes numériques du code Ansys Fluent nécessaires à notre modélisation. La dernière section de ce chapitre est consacrée à l'implémentation de l'algorithme de calcul des propriétés du mélange dans le code Fluent et à sa validation.

- **Le chapitre 3** présente les résultats numériques liés à la modélisation du développement du jet turbulent dans l'air avec une approche RANS et des conditions aux limites d'entrée stationnaires issues de l'expérience (torche F4 MB). Le but de ce cas d'étude assez simple consiste à déterminer le solveur de résolution numérique le plus adéquat à la physique de notre étude en fonction du régime d'écoulement (compressible-incompressible) ainsi que d'un compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul, avec une approche plus rapide que l'approche LES. Ce solveur sera ensuite utilisé pour la résolution des équations de conservation dans des simulations plus complexes réalisées dans les chapitres 4 et 5.

- **Le chapitre 4** présente les résultats numériques de la modélisation du développement du jet de plasma dans l'air avec un modèle de simulation des grandes échelles de turbulence (LES). Les conditions aux limites d'entrée utilisées sont issues de la modélisation de la formation du plasma dans la torche F4 par approche Magnéto-hydrodynamique (MHD), ce qui permet de prendre en compte le caractère instationnaire de l'arc électrique dans le développement du jet. Un modèle abouti et optimal est mis au point en effectuant : une convergence en maillage, une convergence temporelle sur le pas de temps de simulation, une étude des modèles de sous maille pour la viscosité turbulente, la conductivité thermique turbulente et la diffusivité turbulente des espèces. Les échelles spatiales et temporelles caractéristiques de la turbulence dans le jet sont également estimées par différentes méthodes numériques. Par ailleurs, une étude est effectuée afin de déterminer l'influence de l'instationnarité du jet sur les phénomènes turbulents en séparant ces derniers. Ce cas devait permettre de valider le modèle établi par confrontation avec des mesures expérimentales au laboratoire qui n'ont malheureusement pas été effectuées pour des raisons techniques.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Le chapitre 5** présente les résultats numériques de la modélisation du développement du jet plasma dans l'air issu de la torche Axial III+, avec une approche LES basée sur le modèle numérique optimal établi avec la torche F4 au chapitre précédent. Les conditions aux limites d'entrée sont issues de la modélisation MHD de la torche Axial III+. Les échelles de turbulence ont également été estimées dans l'écoulement.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

CHAPITRE 1

Études bibliographiques sur les barrières thermiques et la turbulence dans les jets de plasma

Structure du chapitre 1

1.1 Projection plasma conventionnelle à pression atmosphérique (APS) . . . 35
1.1.1 Formation du plasma . . . 36
1.1.2 Mode de fonctionnement de l'arc . . . 38
1.1.3 Torches non-conventionnelles . . . 39
1.1.4 Écoulement du jet plasma à l'extérieur de la torche . . . 40
1.1.5 Mode d'injection du matériau . . . 41
1.2 Procédé de projection plasma de suspension (SPS) . . . 44
1.2.1 Stabilisation de la suspension . . . 45
1.2.2 Injection de la suspension dans le jet plasma . . . 45
1.2.3 Interaction entre la suspension et le jet de plasma : fragmentation et évaporation . . . 46
1.2.4 Traitement physico-chimique des particules . . . 50
1.2.5 Impact des agglomérats fondus sur le substrat et construction du dépôt . . . 51
1.3 Physique de la turbulence . . . 55
1.3.1 Généralité sur la turbulence dans les jets libres . . . 55
1.3.2 Turbulence dans les jets de plasma atmosphériques . . . 60
1.4 Approches de modélisation de la turbulence . . . 63
1.4.1 Simulation Numérique Directe DNS . . . 63
1.4.2 Simulation des grandes échelles LES . . . 63
1.4.3 Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS) . . . 71
1.4.4 Conclusion . . . 76
1.5 Méthodes mathématiques pour estimer les échelles de turbulence . . . 78
1.5.1 Analyse dans l'espace physique (spatial, temporel) . . . 78

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.5.2 Analyse dans l'espace spectral (fréquence, nombre d'onde) 81

1.6 Bibliographie sur la modélisation et simulation du développement du jet plasma dans l'air . 85
1.6.1 Hypothèses 85
1.6.2 Représentation de la génération du plasma 87
1.6.3 Conclusion 94
1.6.4 Modélisation de la turbulence dans les jets plasma 95
1.6.5 Méthodes numériques pour la simulation des jets plasma 100
1.6.6 Résumé des différentes approches de modélisation du développement du jet plasma dans l'air 103
1.6.7 Propriétés thermodynamiques et lois de mélange 107

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.1 Projection plasma conventionnelle à pression atmosphérique (APS)

La projection thermique [10] englobe tous les procédés dont le but est la fonte ou la mise à l'état plastique d'un matériau sous forme de poudre, de fil ou de baguette, via une source de chaleur, et sa projection sur un substrat afin de réaliser un revêtement par empilement de lamelles issues de l'impact, de l'étalement et de la solidification des particules fondues sur la pièce à revêtir, afin de lui conférer certaines fonctionnalités et caractéristiques.

Dans ce travail, nous allons nous intéresser uniquement à la projection de plasma. Celle-ci s'appuie sur la formation d'un arc électrique au travers d'un gaz (argon, hydrogène, azote...) s'écoulant entre deux électrodes concentriques, comme source d'énergie qui ionise le gaz. Ainsi, un jet plasma est formé, dont les vitesses et températures peuvent atteindre 2200 m/s et 15000 K en sortie de torche.
La projection plasma à pression atmosphérique (APS) consiste donc à injecter dans ce jet plasma de la poudre dont le diamètre varie entre 5 et 100 µm via un flux de gaz porteur, le plus souvent de l'argon ou de l'azote, compte tenu de leurs masses molaires élevées. Les particules, souvent des matériaux réfractaires, subissent un traitement thermocinétique par le jet très chaud et très rapide, elles sont accélérées et fondues, puis impactent le substrat, qui est généralement situé à une distance de 100 mm à 120 mm de la sortie de la torche [10], s'étalent et se solidifient rapidement. Un revêtement est ainsi construit par empilement de lamelles dont l'épaisseur varie entre 0,5 et 2,3 µm, avec une vitesse de dépôt élevée ($\sim$ 120 à 250 µm/min). Le principe de la projection plasma atmosphérique est schématisé en figure 1.1.

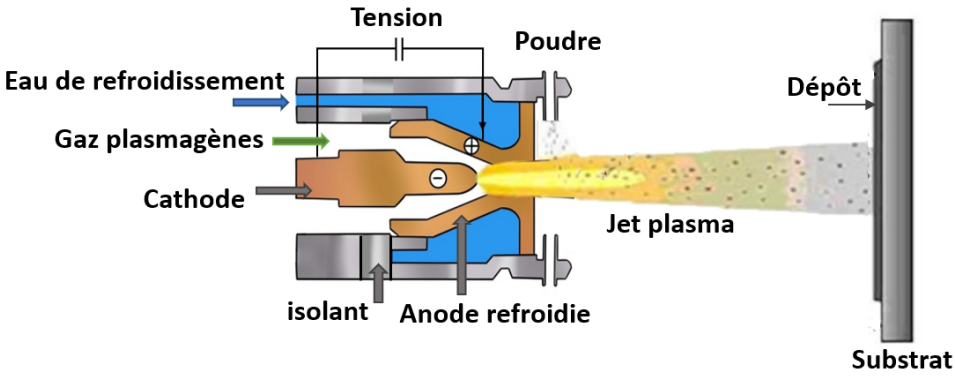
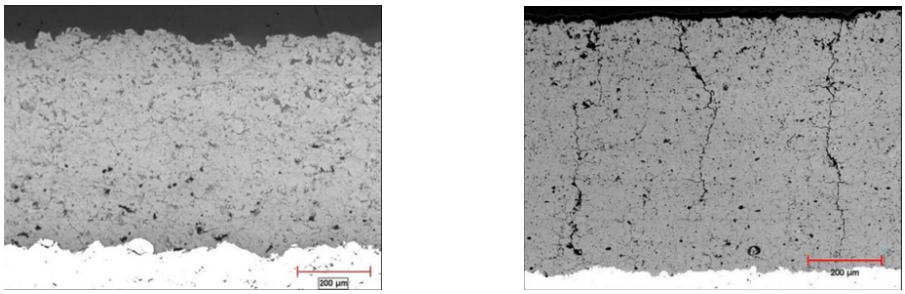


FIGURE 1.1 – Schéma de principe de la projection plasma atmosphérique (APS) à arc soufflé, adapté de [11].

Les dépôts obtenus avec ce procédé sont donc relativement épais ($\sim$ 50 à quelques centaines de micromètres), ils sont généralement conçus pour des fins de protection contre l'usure, la corrosion et comme barrières thermiques très utilisées en aéronautique [12]. D'une manière générale, ces dépôts présentent une microstructure lamellaire avec un taux de porosité élevé de 10 à 15% en volume (figure 1.2a), du fait des défauts de superposition des différentes lamelles et de leur contact imparfait, avec une éventuelle présence de microfissures verticales (figure 1.2b) [13], dues à la solidification rapide des lamelles après l'impact (trempe). Ce type de microstructure confère au revêtement des conductivités thermiques faibles (0,8 et 1,2 $W.m^{-1}K^{-1}$ [2]),

Licence CC BY-NC-ND 3.0

ainsi que des modules d'élasticité relativement faibles (13-24 GPa [14]), qui ne permettent néanmoins pas de résister aux contraintes thermomécaniques des pièces fortement sollicitées [15], telles que les aubes des turbines. Cependant, ce procédé constitue une très bonne alternative pour l'élaboration de barrières thermiques pour les parois des chambres à combustion où les sollicitations mécaniques sont moins importantes, du fait de la faible conductivité thermique qu'il procure.



(a) **(b)**

FIGURE 1.2 – Microstructure lamellaire du dépôt obtenu avec le procédé APS (a), dépôt verticalement fissuré (b), cliché MEB [13]

1.1.1 Formation du plasma

Dans les torches à plasma d'arc soufflé, la méthode utilisée pour ioniser un gaz et former un plasma consiste à utiliser une décharge haute tension pulsée ou intense qui détache les électrons des atomes, permettant l'initiation d'un arc électrique qui va ensuite entretenir la formation d'un plasma très chaud. Ainsi, l'arc électrique est initié entre les deux électrodes concentriques (cathode et tuyère anode) au travers desquelles s'écoule un gaz plasmagène généralement formé d'un gaz primaire dont la densité est importante (argon), et d'un ou deux gaz secondaires dont l'enthalpie et la conductivité thermique sont plus élevées (mélange binaire ou ternaire avec de l'hydrogène, l'hélium ou l'azote), qui est souvent injecté en vortex en amont de la chambre d'arc (figure 1.1). Ces gaz soufflent l'arc électrique déjà initié et l'étirent dans la direction de l'écoulement. Ainsi, celui-ci s'amorce à la pointe de la cathode et s'accroche à la paroi de l'anode sous forme d'une boucle plasma (figure 1.3). L'arc électrique ne s'éteint plus grâce au maintien de l'ionisation, entretenue par l'effet de Joule lié au courant électrique qui est maintenu entre les deux électrodes (figure 1.1).

Un jet plasma généralement subsonique est ainsi formé dont les températures et vitesses sont élevées, atteignant 2200 m/s sur l'axe de la torche à sa sortie et 30 000 K à la pointe de la cathode [16], du fait de l'élévation de l'enthalpie du gaz et de son accélération, par transfert d'énergie entre l'arc et les gaz.
Pour éviter la fusion des deux électrodes (cathode généralement en tungstène et tuyère anode en cuivre), notamment au niveau de l'attachement de l'arc, où les flux thermiques sont importants (10^7 à 10^9 $W \cdot m^{-2}$ [17]), celles-ci sont refroidies par circulation d'eau, tel que schématisé en figure 1.1.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Dans cette configuration, la boucle plasma est soumise à différentes forces et phénomènes qui interviennent conjointement : la force de traînée ainsi que les forces électromagnétiques de Lorentz engendrées par l'interaction entre le courant d'arc et le champ magnétique induit par celui-ci (figure 1.3). Ces interactions, combinées aux effets thermiques, engendrent un mouvement continu du pied d'arc (point de l'attachement de l'arc à la paroi de l'anode), qui est sujet à des déplacements erratiques axialement et radialement. Ces déplacements limitent l'usure de la paroi de l'anode, compte tenu des flux de chaleur qui lui sont transférés par l'arc, et sont généralement favorisés par une injection du gaz plasmagène en vortex, qui contribue à sa rotation sur l'anode.

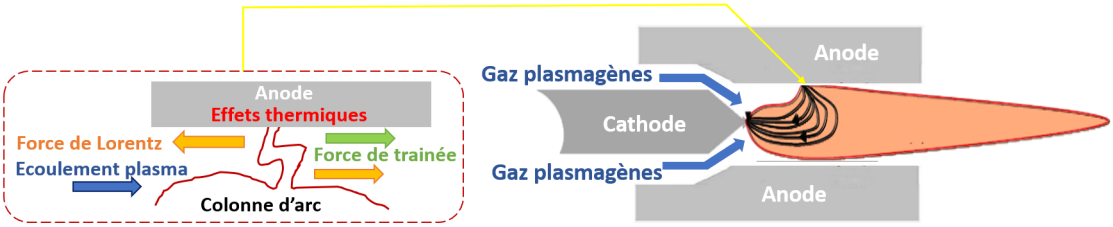


FIGURE 1.3 – Principe de fonctionnement d'une torche plasma à arc soufflé : illustration des forces et phénomènes responsables du déplacement du pied d'arc

Cependant, la dynamique de la colonne d'arc et du pied d'arc sur l'anode conduit à son allongement/raccourcissement, ce qui se traduit par une variation de l'effet Joule et donc de la vitesse et de la température du jet de plasma en sortie de torche, engendrant ainsi des instabilités au niveau de celui-ci. Cet effet, combiné à la rotation de l'arc, conduit à un caractère fortement instationnaire du jet et à une dissymétrie des champs d'écoulement en sortie de torche, ce qui se traduit par une inhomogénéité du jet plasma et donc du traitement du matériau, comme on peut le voir sur les photographies du jet à différents instants en figure 1.4, obtenues par [18].

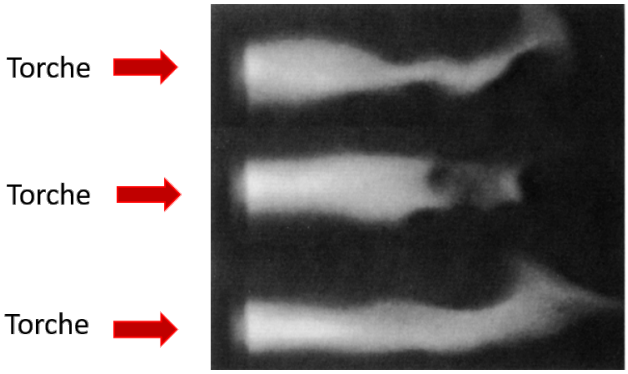


FIGURE 1.4 – Photographie du jet plasma en sortie de la torche Metco 7MB, à 3 différents instants. Conditions de fonctionnement : D_{torche}=6,35 mm, intensité de courant (I) = 450 A, Débit de gaz : 23,6 slpm d'argon [18].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.1.2 Mode de fonctionnement de l'arc

Les déplacements du pied et de la colonne d'arc ont largement été étudiés afin de déterminer les modes de fonctionnement de celui-ci. Selon les expériences de [19, 20, 21], trois principaux modes de fonctionnement sont observés, pour ces torches dites "conventionnelles". Ils sont étroitement liés à l'épaisseur de la couche limite du gaz froid qui se forme le long de l'anode et qui agit comme couche isolante, laquelle dépend principalement de : i) l'intensité du courant d'arc ; ii) la nature, le débit et le mode d'injection des gaz plasmagènes ; iii) la géométrie de la tuyère et son diamètre. Ainsi, ces modes, dont les signaux temporels caractéristiques de la tension d'arc sont illustrés en figure 1.5, sont classés comme suit :

- **Le mode stable "steady mode" :** obtenu pour des gaz de type Argon, le pied d'arc est assez stable et pratiquement stationnaire, il est caractérisé par un signal temporel de tension constant (figure 1.5). Ce mode se manifeste lorsque la couche limite froide est très fine, autrement dit, pour des conditions de courant d'arc important et de diamètre de tuyère faible, entraînant un rayon électrique d'arc proche du rayon de la tuyère. Ainsi, le point d'attachement anodique est pratiquement fixe, ce qui détériore très rapidement l'état de l'anode ;
- **Le mode oscillant "take-over mode" :** le point d'attachement du pied d'arc s'étend sur une partie relativement longue de la paroi de l'anode. Ce mode est caractérisé par une évolution temporelle de la tension d'arc quasi sinusoïdale (figure 1.5), ce qui suggère un déplacement axial réduit du pied d'arc. Ainsi, celui-ci s'éteint graduellement au fur et à mesure qu'un nouveau pied d'arc se forme sur un autre point de l'anode. La couche limite froide dans ce mode est un peu plus épaisse que dans le mode stable.
- **Le mode de claquage-réamorçage "restrike mode" :** ce mode survient avec l'utilisation des gaz plasmagènes diatomiques contenant de l'hydrogène ou de l'azote, qui sont très souvent utilisés en projection plasma de matériaux réfractaires, compte tenu de leur capacité à augmenter la capacité spécifique et la conductivité thermique des gaz, impliquant ainsi l'apparition d'une couche limite froide épaisse le long de l'anode [20]. La longueur de l'arc augmente progressivement sous l'effet combiné des forces hydrodynamiques et électromagnétiques vers l'aval, jusqu'à la survenue d'un court-circuit qui engendre le claquage de l'arc, suivi de son ré-attachement (réamorçage) rapide sur un autre point très en amont de la paroi de l'anode, du fait de la présence d'une couche froide épaisse ($\sim$ 1 à 2 mm [19]). De ce fait, le signal temporel de la tension est caractérisé par de fortes fluctuations suivant une forme de pics en dent de scie (figure 1.5) : une augmentation progressive de la tension (liée à l'allongement de la colonne d'arc) et sa chute brutale, expliquée par le rapide claquage et réamorçage de l'arc en un point amont de la tuyère lorsque la tension aux bornes du pied d'arc excède celle du claquage. Ainsi, la chute de tension est suivie d'un détachement d'une "bouffée" de plasma [22, 10, 23], tel que schématisé dans la figure 1.6.

Suivant les conditions opératoires, des modes mixtes peuvent être observés [24], composés du mode de claquage-réamorçage, du mode oscillant ou du mode stable avec un mode oscillant.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

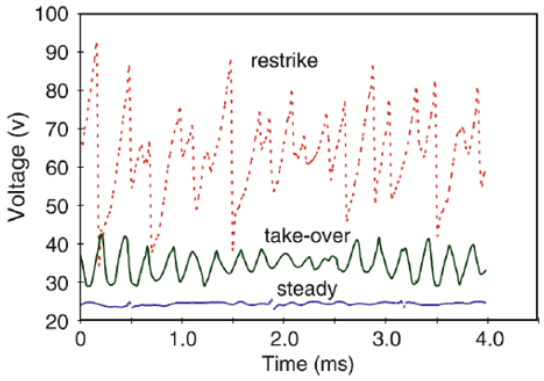


FIGURE 1.5 – Évolution temporelle de la tension d'arc en fonction de ses différents modes de fonctionnement [25].

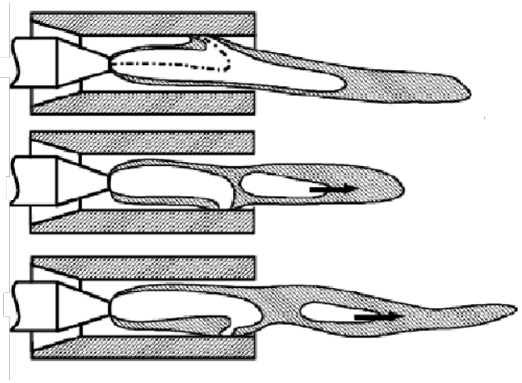


FIGURE 1.6 – Illustration du détachement de bouffées de plasma avec le mode claquage-réamorçage [23].

1.1.3 Torches non-conventionnelles

Du fait des fluctuations de l'arc électrique dans la torche, l'écoulement du jet plasma est fortement instationnaire, perturbé [12] et inhomogène (figure 1.4), ce qui engendre un traitement thermocinétique hétérogène pour les particules injectées. Ceci peut amener à des défauts lors de la construction du dépôt [26, 27], entre autres par impact et solidification des particules fondues ou semi-fondues sur le substrat. Ainsi, afin de réduire les fluctuations de l'arc électrique tout en limitant l'érosion anodique, des torches dites non conventionnelles sont développées. Pour assurer une enthalpie élevée du gaz, celles-ci privilégient l'augmentation de la tension d'arc au lieu du courant, du fait que l'érosion de l'anode est directement proportionnelle au carré de celui-ci.

Le principe de fonctionnement de ces torches repose sur l'utilisation d'une anode segmentée (en cascade) (figure 1.7) composée d'une série d'anneaux isolants ("neutrodes") ainsi que d'un anneau final sur lequel se fixe l'arc, qui est donc étiré axialement, par une procédure d'allumage particulière. Parmi ces torches, on peut citer la Triplex Pro et la Sinplex Pro d'Oerlikon-Metco.

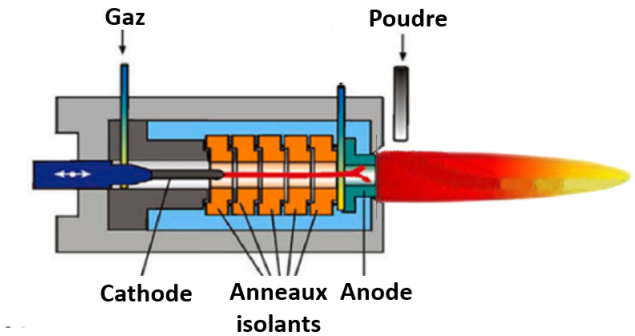


FIGURE 1.7 – Schéma du principe de fonctionnement d'une torche non conventionnelle à anode segmentée, modifié de [28].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Une autre configuration de torche non-conventionnelle a été conçue par la société Mettech, celle-ci est basée sur un assemblage de trois torches distinctes "conventionnelles" alimentées indépendamment (Torche Axial III+), dont l'objectif est une injection axiale du matériau, et qui sera présentée avec plus de détails à la rubrique dédiée à ce point.

1.1.4 Écoulement du jet plasma à l'extérieur de la torche

En sortie de torche, le cœur du jet de plasma est très chaud et très rapide. Selon les conditions opératoires de torche, les températures et les vitesses peuvent varier respectivement entre 5000 K et 15 000 K, et entre 600 m/s et 2200 m/s [29]. Ces valeurs décroissent continûment en s'éloignant du centre du jet vers sa périphérie, du fait du mélange du plasma avec l'air ambiant. Le jet est cependant 50 fois moins dense que l'air ambiant au repos dans lequel il se développe. L'écoulement est généralement fortement instationnaire du fait des fluctuations continues de l'arc électrique dans la torche, ce qui a tendance à favoriser le mélange avec l'air ambiant. Ainsi, le jet se refroidit et des bouffées de plasma se détachent de celui-ci.
Le jet de plasma à l'intérieur de la torche est laminaire, caractérisé par un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la tuyère de l'ordre de 1000 [30]. Cependant, une transition vers le régime turbulent est observée en sortie de torche, avec un nombre de Reynolds qui atteint 9 000 à la périphérie du jet [29], engendrée principalement par le cisaillement et les importants gradients de propriétés entre les deux milieux. Ceci peut être visualisé par une photographie de Schlieren en figure 1.8, qui illustre les structures turbulentes (vortex) qui se développent autour du jet de plasma en sortie de torche et qui pénètrent dans celui-ci plus en aval.

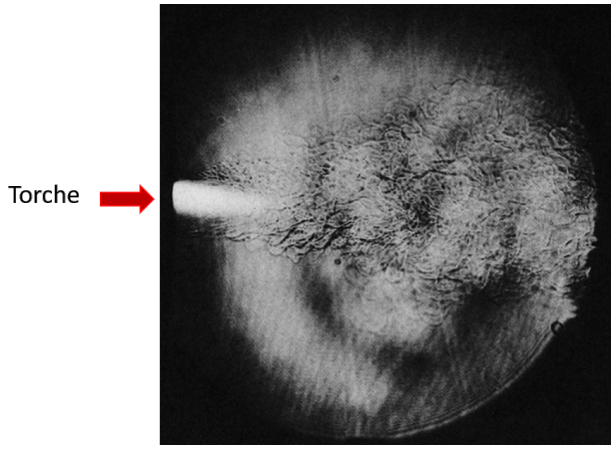


FIGURE 1.8 – Photographie de Schlieren d'un jet plasma qui se développe dans l'air ambiant. Conditions de fonctionnement : D_{torche}=12,7 mm, intensité de courant I = 350 A, Débit de gaz : 30,6 slpm d'argon [31].

Les phénomènes turbulents qui se développent dans le jet de plasma font l'objet de cette thèse. De ce fait, les mécanismes de transition à la turbulence, ses caractéristiques et sa modélisation sont traités en détail dans les sections 1.3 et 1.4 de ce présent chapitre.

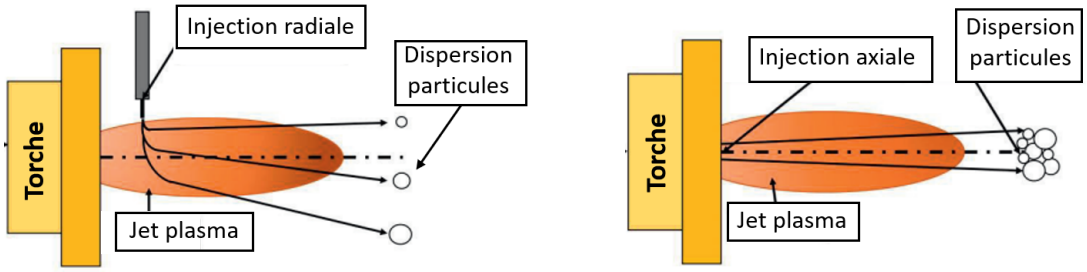
Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.1.5 Mode d'injection du matériau

La microstructure du dépôt et ses propriétés sont conditionnées par les caractéristiques des particules avant l'impact, ainsi que par l'état de surface du substrat et la cinématique torche substrat. Les caractéristiques des particules en vol dépendent directement du traitement thermocinétique qu'elles subissent en aval, et donc des paramètres opératoires du procédé relatifs à la torche, à la poudre et à son mode d'injection.
Ainsi, une maîtrise de ces différents paramètres est nécessaire afin d'assurer un traitement cinématique et thermique optimal des particules, qui permettra, entre autres, de les accélérer et de les faire fondre totalement avant qu'elles n'impactent le substrat, afin de former des dépôts avec le moins de défauts possible. Généralement, ce traitement optimal est garanti en s'assurant, au préalable, que les particules injectées vont atteindre le cœur du jet de plasma beaucoup plus chaud, et ainsi assurer des trajectoires qui permettront leur accélération et leur fonte. Le mode d'injection est réalisé radialement ou axialement :

- **Injection radiale de la poudre**

Ce mode d'injection est le plus répandu ; il consiste à injecter le matériau sous forme de poudre radialement, par un flux de gaz porteur (généralement de l'argon froid) via un injecteur cylindrique, généralement perpendiculaire au jet plasma, situé à quelques millimètres de la sortie de torche 1.9a.
Du fait de la distribution granulométrique des particules, du profil d'écoulement dans l'injecteur et des possibles chocs avec ses parois, les particules en sortent accélérées, mais avec une distribution de quantité de mouvement non homogène qui va induire différentes trajectoires dans le jet de plasma qui fluctue également dans le temps, induisant ainsi des traitements thermocinétiques différents.
Ainsi, le débit de gaz porteur doit être ajusté pour que la majorité des particules pénètrent dans le jet, celles de plus grande inertie le traversent, tandis que celles de trop faible inertie ne le pénètrent pas (figure 1.9a) et sont susceptibles de former des défauts dans le revêtement.



(a) injection radiale **(b)** injection axiale

FIGURE 1.9 – Illustration de la dispersion des particules dans le jet plasma avec une injection radiale (a) et axiale (b), modifié de [32].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Injection axiale de la poudre**

Ce mode d'injection n'est possible qu'avec certaines torches à injection interne (non conventionnelles) de type Mettech Axial III+ (figure 1.10) ou à cathodes creuses [33], dont la géométrie permet une injection axiale du matériau à traiter.
La torche Axial III+ de la société Mettech est basée sur un assemblage de trois torches conventionnelles distinctes, alimentées indépendamment, décalées de 120° et centrées autour d'un axe sur lequel est construit un tube d'injection du matériau. Les trois jets de plasma formés se rejoignent ensuite au point où le matériau est injecté et se détendent légèrement dans une tuyère convergente-divergente qui marque la sortie de torche (figure 1.10). Cette géométrie permet ainsi une injection axiale du matériau directement au cœur du jet de plasma, favorisant ainsi un meilleur traitement thermocinétiques des particules.

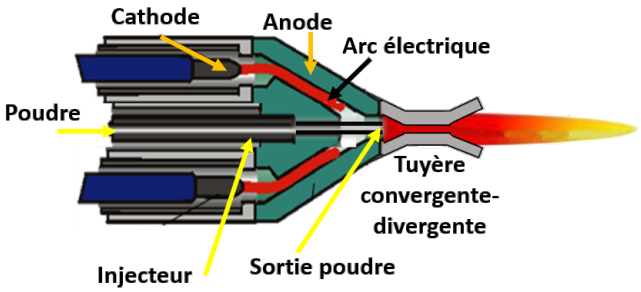


FIGURE 1.10 – Schéma du principe de fonctionnement de la torche Mettech Axial III+, adapté de [34].

Théoriquement, l'injection au centre du jet plasma garantit un chauffage, une accélération et une dispersion uniformes des particules, quelle que soit leur taille (figure 1.9b). Cependant, cela peut néanmoins poser des problèmes de colmatage et d'oxydation des injecteurs ou de l'anode tuyère du fait de la température de la torche. Toutefois, les travaux de Zimmermann et al. [35] portant sur l'écoulement plasma en sortie de la tuyère convergente-divergente de la torche Axial III+ montrent que la température présente une triple distribution avec trois lobes droits disposés autour de l'axe du jet (issus des trois torches distinctes), le centre du jet ne présente donc pas l'enthalpie la plus élevée par rapport aux trois lobes qui l'entourent. Ils montrent également que les trois jets distincts ne fusionnent qu'à partir de 30 mm en aval de la sortie de tuyère, où le plasma s'est déjà considérablement refroidi, comme l'illustre la figure 1.11 qui représente une photographie du développement du jet à 3 instants différents espacés de 62,22 μs. Ainsi, les particules injectées ne seraient pas dispersées et resteraient dans la zone centrale du jet mais ne seraient pas traitées dans les zones les plus chaudes de celui-ci. Entre autre, le jet plasma est fortement instationnaire du fait des fluctuations des trois arcs électriques dans les trois torches distinctes et ces fluctuations ne sont pas compensées par la fusion des trois jets de plasma. Le jet présente ainsi des hétérogénéités de distribution de vitesse et de température.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

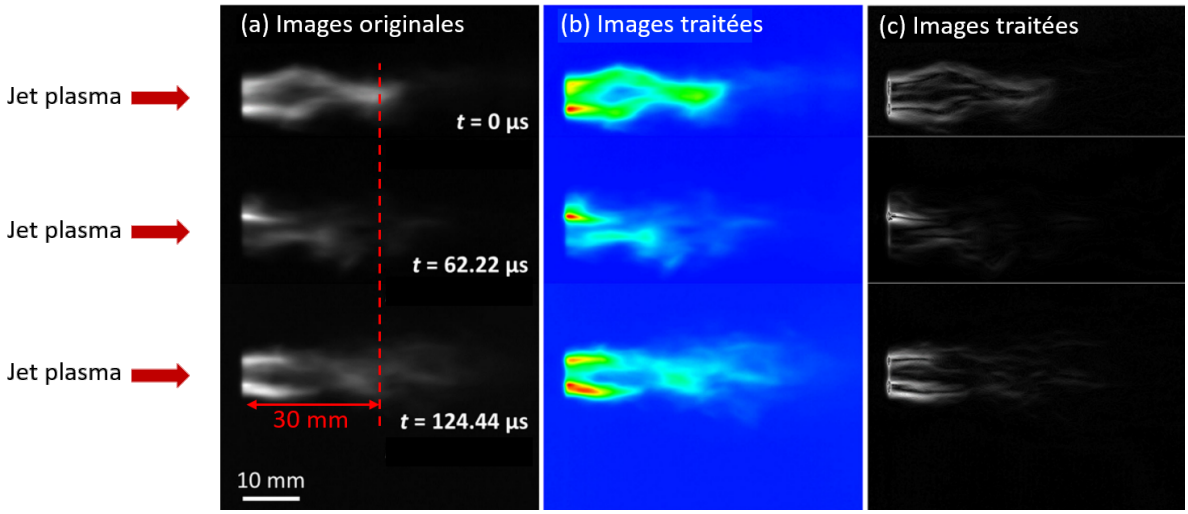


FIGURE 1.11 – Image du développement du jet plasma issu de la torche Axial III+ dans l'air : images originales (a), images traitées par transformation couleur (b) et pour la détection des contours du jet où les gradients d'intensité sont élevés (c). Conditions plasma pour chaque torche : I/3=230 A, N_2-H_2 (112-38 Nl/min) [35].

Bien que la torche Mettech Axial III+ soit utilisée en milieu industriel, son usage n'est pas très répandu, compte tenu de son prix relativement élevé, lié à sa technologie complexe ainsi qu'aux trois alimentations électriques qu'elle nécessite. Cependant, du fait du problème d'érosion de la pointe de la cathode rencontré avec les torches à cathodes creuses, celles-ci ne sont pas adoptées dans le milieu industriel.

Injection de poudre submicroniques

L'injection de poudres très fines, dont le diamètre varie entre 100 nm et 5 µm, qui permettront l'élaboration de revêtements finement structurés d'épaisseur inférieure à 50 µm, n'est pas possible par les techniques précédentes. En effet, celles-ci nécessitent des débits de gaz porteur trop importants en injection radiale pour être injectées au cœur du jet de plasma, compte tenu de leur faible inertie et donc de leur faible quantité de mouvement comparée à celle du jet de plasma, ce qui entraînerait un refroidissement excessif du jet de plasma. L'autre problème concerne le bouchage des injecteurs du fait de l'agglomération des poudres très fines. Pour pallier ces problèmes, de nouvelles techniques de projection ont émergé. Leur but est de pouvoir donner suffisamment de quantité de mouvement aux particules submicroniques de très faibles inerties afin qu'elles puissent pénétrer dans le jet plasma sans utiliser de gaz porteur. Ceci est réalisé principalement avec les procédés de projection plasma de suspension (SPS : Suspension Plasma Spraying) et la projection plasma de solution (SPPS : Solution Precursor Plasma Spraying), qui consistent à utiliser un liquide porteur pour injecter ces particules. Comme leurs noms l'indiquent, la différence entre ces deux procédés se situe au niveau de la mise en place du mélange "matériaux à déposer" et "liquide porteur" (solution ou suspension) : le SPPS utilise des précurseurs d'oxydes, tels que des nitrates mis en solution (dissous) dans des solvants, le matériau est donc mis sous forme de sel métallique, et les particules se forment au sein du liquide porteur au

Licence CC BY-NC-ND 3.0

cours du traitement dans le jet plasma durant la projection, le SPS utilise directement des particules d'oxyde (fines particules solides) en suspension.

1.2 Procédé de projection plasma de suspension (SPS)

Du fait de la finesse des poudres utilisées (particules submicroniques), elles sont donc dispersées dans un liquide (eau ou éthanol) qui est injecté généralement sous forme de jet liquide transverse au jet plasma directement au cœur du jet, avec une charge massique allant de 5 à 50%. Les torches utilisées sont les mêmes qu'en projection classique, mais la distance de tir est réduite ($\sim$ de 40 à 50 mm) [36], du fait de la faible inertie des particules submicroniques et du refroidissement du jet de plasma induit par l'évaporation du liquide.
Ce type de projection conduit à la construction de dépôts avec des vitesses relativement élevées ($\sim$ 100 µm/min [5]), et des microstructures d'épaisseur fine (de l'ordre d'une dizaine de microns) et variées : couches denses, fissurées, poreuses, colonnaires (figure 1.12), avec un taux de porosité compris entre 20 et 30 % [37]. La microstructure colonnaire se rapproche de celle obtenue par EB-PVD et présente une plus grande résistance aux cycles thermiques que celle obtenue par projection conventionnelle de poudre.

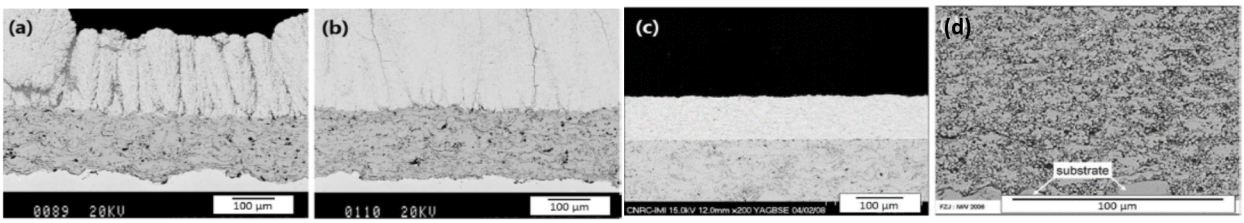


FIGURE 1.12 – Différentes microstructures de dépôt obtenues avec le procédé SPS : (a) colonnaire, (b) fissurée, (c) dense [7], (d) poreuse [37]

.

Cependant, la reproductibilité de ces structures dépend de la maîtrise de plusieurs paramètres opératoires [38] liés à la torche (plasma), à la suspension elle-même, à son injection, à son traitement thermocinétique par le jet, au substrat lui-même (rugosité, température), ainsi qu'à la cinématique torche-substrat. Ces paramètres sont très difficiles à contrôler compte tenu de leur nombre ainsi que des phénomènes physiques complexes et interdépendants liés à l'utilisation de la suspension : son injection dans le jet plasma va amener à sa fragmentation primaire puis secondaire en plus petites gouttelettes, à l'évaporation du solvant, à l'agglomération partielle ou totale des particules de la goutte, et ensuite à leur accélération et à leur fonte partielle ou totale (entiers ou scindés en plusieurs agrégats) qui vont impacter le substrat pour former le dépôt, tel que schématisé en figure 1.13.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

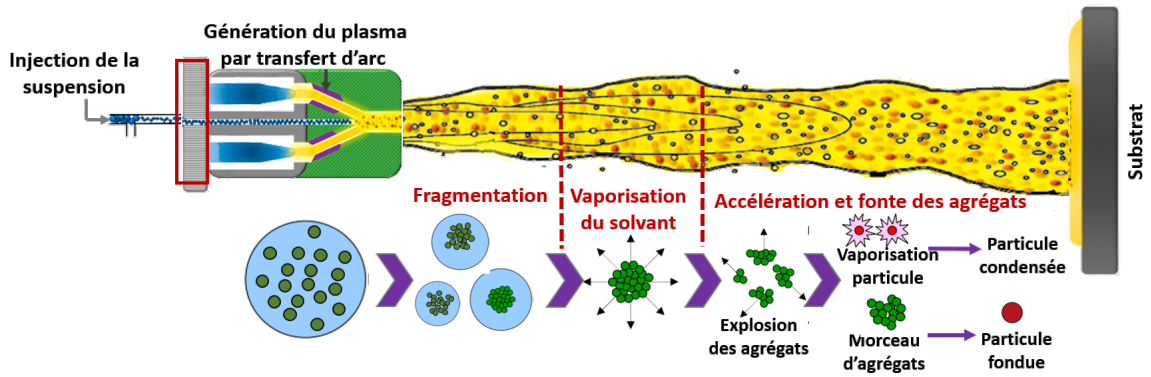


FIGURE 1.13 – Schéma du principe de la projection plasma de suspension avec une torche à injection axiale, adapté de [39] et [40].

Les mécanismes de fragmentation de la suspension et d'évaporation du solvant, combinés au caractère instable du jet plasma, conduisent à un traitement physico-chimique dispersé, complexe et pas très bien compris, le processus d'agglomération des particules au sein de la goutte n'est pas très clair, dans la mesure où il existe peu de moyens de diagnostic en aval et près du substrat pour des petites particules peu rayonnantes. Du fait de la faible inertie des particules et des agglomérats, le mode de construction du dépôt est également totalement différent et très sensible aux paramètres opératoires par rapport à la projection conventionnelle. De ce fait, les principaux mécanismes qui interviennent dans ce procédé sont expliqués dans ce qui suit. Le but est de déterminer l'effet des principaux paramètres opératoires sur les vitesses et températures des particules avant l'impact et, donc, sur la microstructure du dépôt.

1.2.1 Stabilisation de la suspension

Afin de stabiliser la suspension formée du liquide porteur (aqueux ou alcoolique) et de particules solides submicroniques, des dispersants stériques ou électrostatiques sont ajoutés pour éviter l'agglomération des particules [41] et retarder leur sédimentation.

1.2.2 Injection de la suspension dans le jet plasma

Le précurseur liquide est injecté dans le jet plasma soit sous forme de spray de gouttelettes (nuage de gouttes) obtenu par atomisation du jet liquide par un gaz (généralement de l'argon) à la sortie de l'injecteur (torche Axial III+), ou plus généralement sous forme de jet continu à travers un injecteur mécanique dont le diamètre varie généralement entre 150 et 300 µm, calibré selon le débit de liquide désiré. Du fait que la plupart des torches conventionnelles ne permettent que l'injection radiale, celles-ci utilisent un système d'injection mécanique, car il permet une bonne pénétration du jet liquide au cœur du jet plasma en lui permettant d'atteindre une quantité de mouvement suffisante. L'injection par atomiseur est peu utilisée du fait de la dispersion importante des gouttelettes de faible inertie dans le jet, ce qui engendre des trajectoires et un traitement thermocinétique différents. Ce type d'injecteur reste donc réservé à l'injection axiale, possible

Licence CC BY-NC-ND 3.0

avec la torche Axial III+, par exemple.

1.2.3 Interaction entre la suspension et le jet de plasma : fragmentation et évaporation

Dès que le jet liquide pénètre dans le jet plasma, la nappe liquide subit une fragmentation qui forme les premières gouttes du fait du caillement appliqué par le jet plasma et du développement des instabilités aérodynamiques, puis celles-ci vont se casser en gouttelettes plus fines (fragmentation secondaire). Pour les atomiseurs, la fragmentation primaire est déjà réalisée.
Ainsi, selon le mode d'injection et le type d'injecteur, la fragmentation peut se faire suivant les mécanismes suivants :

Dans le cas d'une injection radiale de la suspension

Généralement, l'injection radiale est réalisée avec un injecteur mécanique qui conserve la structure du jet liquide à la sortie. Ainsi, la nappe liquide pénètre dans le jet plasma, et les instabilités aérodynamiques commencent à se développer au sein de celle-ci au moment de la rencontre du jet, du fait du fort cisaillement exercé par celui-ci (figure 1.14). Ceci engendre une fragmentation primaire de la colonne en grosses gouttelettes, dont les caractéristiques dépendent principalement des propriétés du liquide (viscosité, densité et tension de surface), ainsi que de la différence de vitesse entre les deux milieux. Généralement, le diamètre de ces gouttelettes résultantes est proche de celui de l'injecteur ($\sim$ entre 100 et 300 µm). Ensuite, ces gouttelettes pénètrent dans le jet et subissent une fragmentation secondaire plus sévère en raison d'une déformation par cisaillement engendrée par la force de traînée entre celles-ci et le plasma.

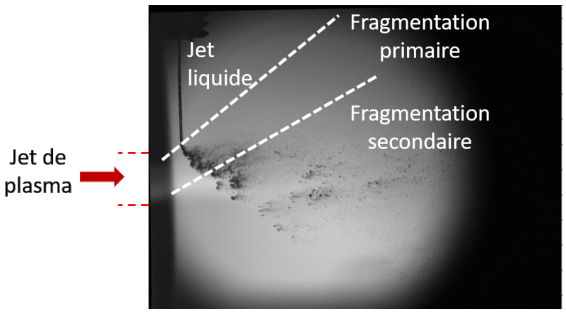


FIGURE 1.14 – Fragmentation d'un jet de liquide par un jet de plasma transverse. Conditions plasma : I=600 A, Ar-H_2 (45-15 Nl/min), D_{torche}=7 mm [42].

La fragmentation secondaire est caractérisée par le nombre de Weber gazeux entre le plasma et le liquide, qui représente le rapport entre les forces aérodynamiques qui déforment la goutte et la force de tension de surface qui maintient sa forme initiale, et qui est donné par

$$We = \frac{\rho_g \|V_g - V_l\|^2 d_l}{\sigma} \tag{1.1}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

ρ_g est la masse volumique du plasma, V_g sa vitesse, V_l la vitesse de la goutte, d_l son diamètre et σ sa tension de surface.
Ce nombre adimensionnel va définir le mode de fragmentation selon la classification de Pilch et Erdman [43], établie par des expériences d'interaction entre un liquide et un gaz froid.

Des considérations analytiques de Delbos [44] montrent que le diamètre minimal d_{min} des gouttes à la fin de la fragmentation peut être estimé par l'équation (1.2), établie en supposant que les forces aérodynamiques responsables de la déformation des gouttes sont égales aux forces de tension de surface qui maintiennent leur forme.

$$d_{min} = \frac{8\sigma}{C_D \rho_g (V_g - V_l)^2} \tag{1.2}$$

C_D est le coefficient de traînée entre le plasma et la goutte.

Ainsi, en fonction des paramètres d'écoulement (tension de surface, masse volumique et viscosité du liquide, et vitesse du plasma), la taille des gouttes finales après la fragmentation est estimée entre 1 et 10 µm dans les travaux de [45].

Dans le cas d'une injection axiale de la suspension

Généralement, l'injection axiale de la suspension au cœur du jet plasma (avec les torches de type Axial III+ de Mettech, Triplex de Sulzer Metco) est effectuée avec un injecteur coaxial, pour lequel un gaz atomiseur fragmente la suspension en petites gouttelettes dont le diamètre est lié à la vitesse du gaz atomiseur, à celle de la suspension, à la masse volumique du gaz et à la tension de surface du solvant. La suspension subit ensuite une fragmentation secondaire très sévère par le jet plasma. Le principe de l'injection coaxiale est montré en figure 1.15 qui représente une coupe axiale dans la torche Axial III+ (figure 1.15a), ainsi qu'une représentation schématique de l'atomisation de la suspension par le gaz coaxial (figure 1.15b).

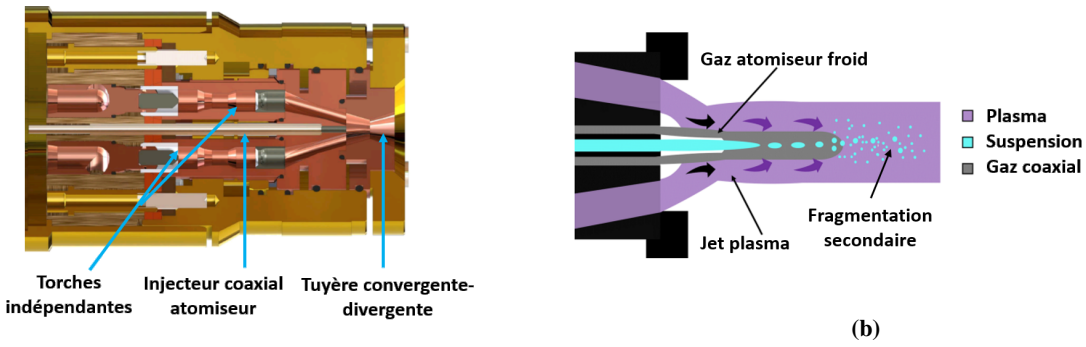


FIGURE 1.15 – Coupe axiale dans la torche Axial III+ (a) ; schématisation de l'atomisation de la suspension par le gaz coaxial dans la torche Axial III+ (b) adaptée de [46].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Afin d'étudier la fragmentation avec ce type d'injection, Gaudin et al. [46] ont mené des expériences avec la torche Axial III+, en utilisant une suspension de zircone à base d'éthanol, atomisée par un flux coaxial d'argon dont le débit a été varié. Ils montrent que la fragmentation de la suspension due uniquement au cisaillement avec le gaz atomiseur froid, sans la présence de plasma, est plus efficace lorsque le débit du gaz coaxial augmente : les gouttes sont cinq fois plus petites quand le débit de gaz est quatre fois plus important, et des modes de fragmentation par vibration ou arrachement ont été détectés, comme illustré sur la figure 1.16. Cependant, l'introduction de gaz plasmagène d'argon et d'azote froids (sans allumage de la torche) montre que le débit de gaz atomiseur n'a plus d'effet sur l'atomisation de la suspension du fait du débit élevé de gaz plasmagène (figure 1.17). La fragmentation est décrite par le mode d'arrachement : formation d'une nappe liquide qui se fragmente très rapidement en fines gouttelettes, caractérisée par des nombres de Weber compris entre 100 et 150.

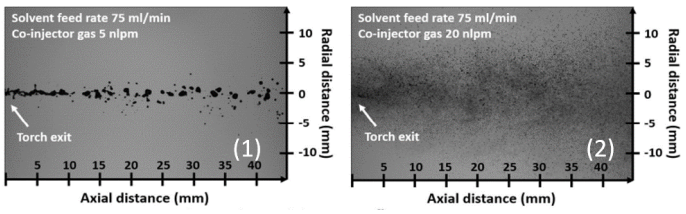


FIGURE 1.16 – Fragmentation de la suspension par le gaz atomiseur sans gaz plasmagène. Torche AXial III+, débit de gaz atomiseur (1) 5 Nl/mn, (2) 20 Nl/mn. [46].

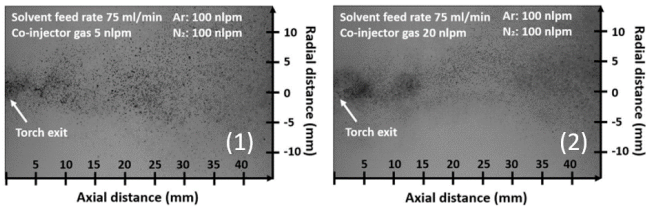


FIGURE 1.17 – Fragmentation de la suspension par le gaz atomiseur avec gaz plasmagènes froid. Torche AXial III+, débit de gaz atomiseur (1) 5 Nl/mn, (2) 20 Nl/mn. [46].

Ainsi, dans la majorité des cas (avec la torche Axial III+), lorsqu'une injection axiale de la suspension est effectuée via un injecteur atomiseur, le jet plasma est le facteur le plus influent sur la fragmentation du liquide en fines gouttelettes, en plus de la nature de la suspension (solvant, taux de charge) et indépendamment du type d'injecteur. Le cisaillement sévère exercé par le jet plasma très chaud et très rapide déstabilise le jet liquide, qui se fragmente en fines gouttelettes. Dans ce cas, la fragmentation primaire est très rapide, et la fragmentation secondaire s'effectue à un nombre de Weber élevé avec des modes de déstabilisation catastrophiques.

Après la fragmentation du liquide, le solvant est évaporé du fait de l'échange de chaleur intense avec le plasma. Cependant, il a été prouvé que le processus de fragmentation est beaucoup plus rapide et devance celui de l'évaporation. Wittmann-Teneze [47] a montré que le temps de fragmentation total est très court, de l'ordre de 0,1 ms, alors que le temps d'évaporation est de l'ordre de 1 ms pour une goutte dont le diamètre est égal à celui de l'injecteur, en supposant que le flux apporté par le plasma est totalement utilisé pour chauffer la goutte et la vaporiser. Ce temps diminue de 4 ordres de grandeur pour une goutte qui atteint un diamètre minimal après la fragmentation. Ces échelles de temps sont confirmées dans les travaux récents de Chergui et al. [48] qui ont estimé les temps caractéristiques des différents phénomènes auxquels est soumise une suspension à base d'éthanol injectée dans un jet de plasma d'Ar-H_2 (figure 1.18), où ils montrent que la fragmentation se produit instantanément ($\sim 10^{-11}$s à 10^{-7}s), et que l'évaporation du liquide a lieu après la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

fragmentation : le temps de rupture d'une gouttelette de 200 μm est de 0,2 μs, et son temps d'évaporation est de trois ordres de grandeur plus lent ($\sim$ 1,6 ms).

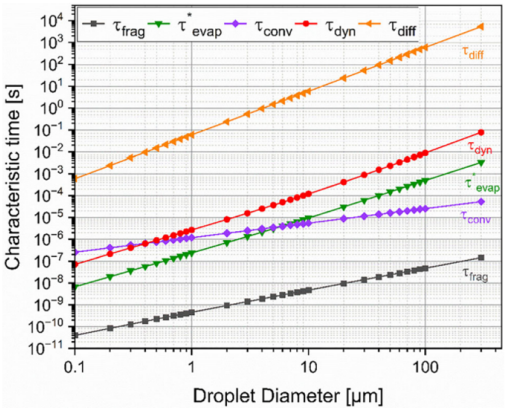


FIGURE 1.18 – Comparaison des échelles de temps des phénomènes auxquels est soumise une suspension à base d'éthanol avec une charge massique de 15%, injectée dans un jet plasma. Conditions plasma : I=600 A, Ar-H_2 (45-15 Nl/min). Les legendes τ_{frag}, τ_{evap}, τ_{conv}, τ_{diff} correspondent respectivement aux temps de fragmentation et d'évaporation du liquide, temps de convection et de diffusion des particules au sein de la goutte [48].

Ainsi, en plus de la forte instationnarité du jet de plasma, le processus de fragmentation est le principal facteur qui influence les trajectoires des gouttes dans le jet et, donc, leur traitement thermocinétique, selon les conditions d'écoulement.

Comportement des particules au sein de la goutte

La goutte de liquide est entraînée et déformée par l'écoulement plasma sous l'effet combiné des forces aérodynamiques et de tension de surface. Chergui et al. [48] ont montré que durant ce processus, les recirculations internes du liquide au sein d'une goutte, engendrées par la contrainte de cisaillement due au jet plasma, sont régies par la convection pour les grosses gouttes dont le diamètre est supérieur à 5 μm. Ceci est dû au fait que ce processus a lieu avant l'évaporation complète du liquide et que celui-ci domine le processus diffusif des particules au sein de la gouttelette (figure 1.18). Cependant, l'évaporation se produit bien avant le mélange convectif pour les petites gouttes de diamètre inférieur à 5 μm. Cela signifie que la distribution des particules solides et leur transport au sein des grosses gouttelettes liquides dépend principalement de la convection, en plus des forces électrostatiques inter-particulaires qui régissent le processus d'agglomération.
Ils montrent également que la tension superficielle est la principale force à l'origine de l'agglomération des particules submicroniques à l'interface des gouttelettes pendant l'évaporation et que la force de traînée reste le facteur dominant dans le transport des particules au sein de la gouttelette, tandis que les forces de gravité et de flottabilité jouent un rôle négligeable.

En plus de ces différents mécanismes, l'agglomération des particules solides est fortement influencée par la charge initiale en particules, les propriétés du liquide ainsi que la nature du gaz plasmagène. Du fait de ces différents paramètres, le comportement des particules au sein d'une goutte n'est pas bien compris, et il est

Licence CC BY-NC-ND 3.0

difficile de déterminer si une goutte donne lieu à un seul agglomérat ou à plusieurs agrégats, d'autant plus qu'il y a un manque de moyens de diagnostic expérimentaux.

1.2.4 Traitement physico-chimique des particules

Une fois que le liquide est fragmenté, les gouttes sont accélérées par la force de traînée et chauffées principalement par conduction et convection par le jet plasma, le solvant s'évapore en absorbant une énergie significative de ce dernier. Les particules submicroniques ou agglomérats libérés subissent un traitement thermocinétique par le jet : ils sont accélérés, chauffés et fondus totalement ou partiellement en fonction de leur trajectoire dans l'écoulement, puis impactent le substrat pour former le dépôt.
Cependant, leur traitement physique peut être différent et dépend principalement de la suspension (nature du solvant, taille de la poudre et taux de charge), ainsi que de leur trajectoire, trois scénarios schématisés en figure 1.19, sont suggérés :

- **Cas a :** toutes les particules solides issues d'une goutte sont libérées en un seul agrégat, qui se divise en plusieurs agrégats plus petits, avec possibilité de détachement de particules individuelles qui sont frittées et fondues. Les fins agglomérats amènent à des lamelles micrométriques [49] si une suspension alcoolique est utilisée, sinon si elle est aqueuse, ils peuvent rester potentiellement non fondus et former des agrégats frittés. Les particules individuelles amènent à des lamelles très petites ou à des structures sphériques non aplaties du fait de leur faible inertie.
- **Cas b :** toutes les particules solides forment un seul agrégat qui forme une grosse lamelle. Cependant, avec des suspensions aqueuses, ce gros agrégat ne fond pas totalement et semble rester fritté.
- **Cas c :** les agglomérats et les particules individuelles sont directement formés au sein de la goutte, puis libérés séparément dans le jet et fondus, le traitement est ensuite similaire au cas "a".

Ainsi, l'utilisation de liquide porteur dont la viscosité et la tension de surface sont plus importantes, comme de l'eau à la place de l'éthanol, ou l'augmentation du taux de charge en particules, conduit à la formation de gouttes de suspension plus grandes contenant plus de particules, susceptibles de générer des dépôts avec des lamelles plus grosses [45]. Aussi, avec ce type de solvant, un plus grand nombre d'agglomérats non fondus est retrouvé par rapport à des solutions d'éthanol [50], probablement en raison du fait que l'énergie nécessaire pour vaporiser le solvant est plus importante. Ce dernier point est plus marqué lorsque les trajectoires des gouttelettes et des particules passent par les zones plus froides, du fait d'une fragmentation moins efficace et d'une mauvaise pénétration dans le jet. Cependant, si les particules mises en suspension sont nanométriques (< 500 nm), un nombre important de particules sphériques est retrouvé après l'impact.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

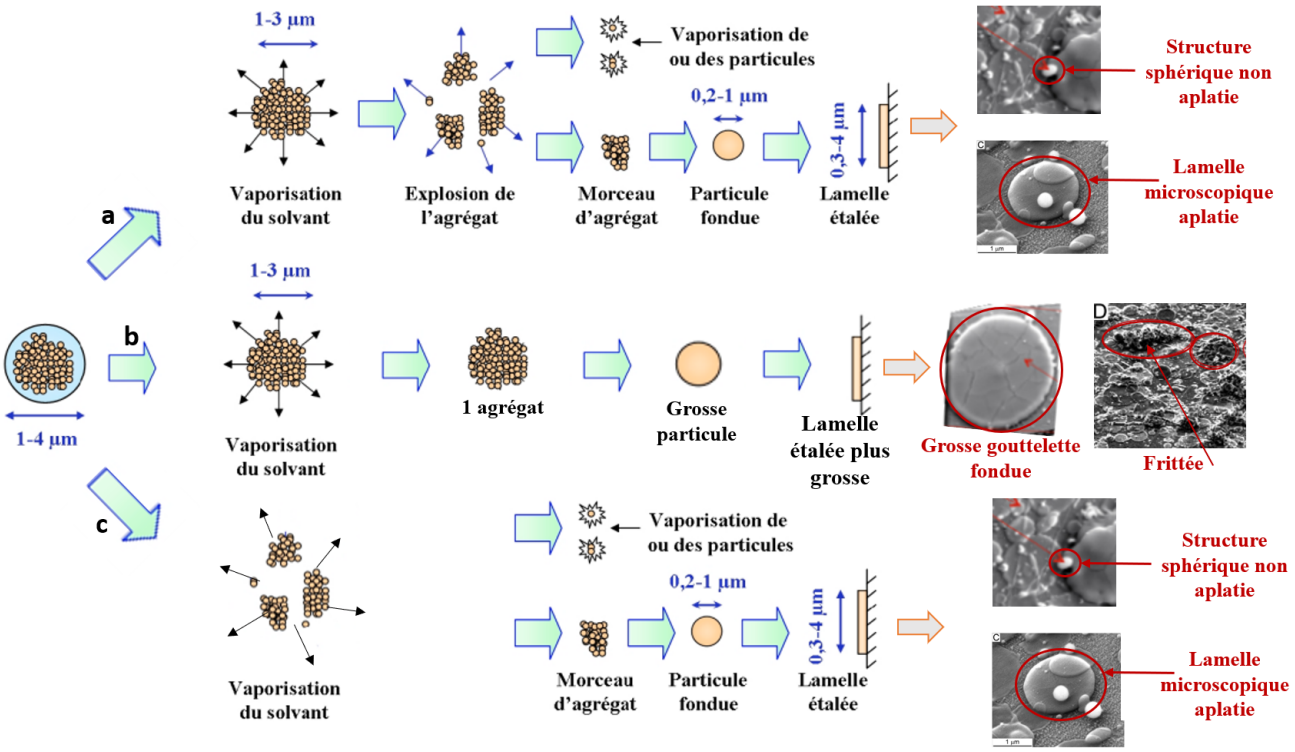


FIGURE 1.19 – Différents mécanismes de traitement physique plausibles pour la suspension, modifié à partir de [44] et [50], établis sur la base de collectes de particule en vol et d'analyses de dépôts

.

1.2.5 Impact des agglomérats fondus sur le substrat et construction du dépôt

De par la différence de mécanismes hydrodynamiques et physiques qui interviennent durant le traitement de la suspension et des particules, le procédé SPS permet d'obtenir différentes microstructures de dépôt. Ces microstructures sont toutes constituées [51] : i) de fines lamelles étalées dont le diamètre est de l'ordre de quelques microns ; ii) de particules ou agglomérats semi-fondus (frittés) ; iii) de particules parfaitement sphériques provenant généralement de particules non complètement fondues ou qui se resolidifient avant l'étalement [52].

Compte tenu de la faible inertie des particules fondues avant l'impact par rapport à la projection conventionnelle de poudre, le mode de construction du dépôt est complètement différent et très sensible à l'interaction jet plasma-substrat, ainsi qu'à la topologie du substrat lui-même.

Ainsi, pour que les particules de diverses tailles obtenues après le traitement physique puissent impacter le substrat et former le dépôt, il faut qu'elles aient suffisamment d'énergie cinétique pour traverser l'épaisseur de la couche limite qui se développe sur le substrat, sans être déviées par l'écoulement de plasma qui contourne ce dernier. Ce critère est jugé par le nombre de Stokes de la particule, qui exprime le rapport entre

Licence CC BY-NC-ND 3.0

son effet d'inertie, et l'effet de son énergie dissipée par frottement avec le gaz, il est donné par :

$$St = \frac{\rho_p d_p^2 v_p}{\mu_g L_{cl}} \tag{1.3}$$

ρ_p est la masse volumique de la particule, d_p son diamètre, et v_p sa vitesse. μ_g est la viscosité du plasma et L_{cl} est l'épaisseur de la couche limite au voisinage du substrat.
Selon la valeur du nombre de Stokes de la particule près du substrat, deux types de microstructures peuvent être obtenues :

- **Nombre de stokes supérieur à 1 (St>1) :**

La particule a suffisamment d'inertie, celle-ci va impacter le substrat avec une composante de vitesse principalement perpendiculaire à celui-ci (figure 1.20, qui représente un schéma explicatif de la construction des structures colonnaires [51]). Des dépôts dont la microstructure est dense seront formés par empilement de lamelles. Ils peuvent présenter une forte porosité ($\sim$ 25% selon les conditions) en raison de l'impact des particules non fondues ou des particules sphériques resolidifiées. Une éventuelle présence de fissuration verticale est constatée du fait des contraintes de trempe [53] liées au refroidissement rapide des lamelles après l'impact [54]. Ces dépôts sont illustrés dans la figure 1.12.

Des dépôts plus denses peuvent également être obtenus par le contrôle du taux de porosité, laquelle dépend principalement de : i) la nature du solvant utilisé : l'eau conduit à des dépôts plus poreux par comparaison aux solutions alcooliques [55] ; ii) la distance de projection : une réduction de celle-ci mène à des particules mieux fondues et accélérées, qui s'étalent mieux lors de l'impact ; iii) la taille des particules dans la suspension.

- **Nombre de stokes inférieur à 1 (St<1) :**

Ce cas concerne les particules de faible inertie, voire celles situées dans la périphérie du jet de plasma, qui sont déviées par l'écoulement plasma à proximité du substrat, mais participent tout de même à la construction du dépôt, engendrant ainsi des microstructures de dépôt colonnaires (figure 1.21). Cette microstructure peut être expliquée par la combinaison des grosses particules qui impactent le substrat perpendiculairement et s'étalent, ainsi que des petites particules qui impactent le bord latéral des rugosités du substrat ou des grosses particules déjà étalées, comme illustré sur la figure 1.20.

Ainsi, pour aboutir à des microstructures colonnaires, il faut que l'inertie des particules fondues à l'approche du substrat soit suffisamment faible pour que celles-ci dévient de leur trajectoire sous l'influence de l'écoulement plasma. De plus, certaines conditions listées ci-après favorisent la construction de ces microstructures colonnaires :

- Solvant de la suspension et taux de charge particulaire : l'emploi de l'eau au lieu de l'éthanol, ou l'utilisation d'un taux de charge plus important en particule, conduit à des particules avec une plus grande inertie du fait que la fragmentation est moins intense dans ce cas (car la tension de surface

Licence CC BY-NC-ND 3.0

et/ou la viscosité sont plus importantes), conduisant à des gouttes plus grosses [56, 57, 58], ce qui engendre des dépôts plus denses et/ou des structures colonnaires plus compactes.

- La rugosité du substrat : plus le substrat est rugueux, plus il est constitué de potentiels points d'accroche pour les petites particules déviées, ce qui augmente et optimise la construction de dépôt colonnaire [58].

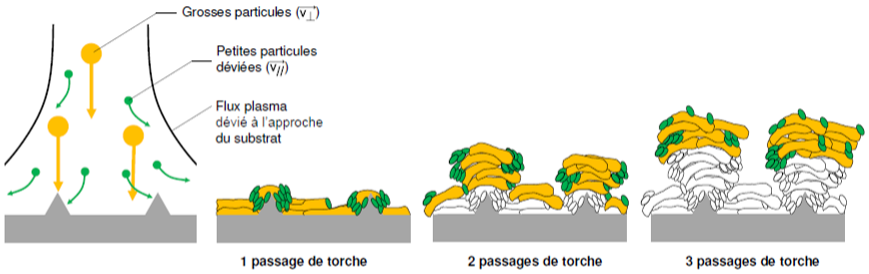


FIGURE 1.20 – Principe de construction de dépôt par structures colonnaires avec le procédé SPS [51].

Par ailleurs, l'obtention de dépôts présentant le moins de défauts possible, qu'ils soient colonnaires ou denses, passe par l'optimisation de la fusion des particules, qui sont susceptibles d'être semi-fondues ou de se resolidifier à l'approche du substrat. Vanevery et al. [52] ont montré que ces particules sont en nombre significatif lorsque la suspension est traitée dans les zones froides de l'écoulement du fait d'une injection non optimale. De même, une distance de tir importante induit une re-solidification des particules fondues et une perte d'inertie. De ce fait, il est important d'ajuster le temps de séjour des particules dans le jet par l'optimisation de : la vitesse d'injection de la suspension, afin que celle-ci pénètre convenablement, l'enthalpie du plasma et sa vitesse, ainsi que la distance de tir.
En effet, l'enthalpie massique du plasma a un effet important sur les microstructures colonnaires du dépôt, comme le montre Dolmaire et al. [59] qui ont étudié l'effet de ce paramètre parallèlement à la vitesse moyenne du jet de plasma, et ont mis au point une cartographie présentant les microstructures colonnaires obtenues en fonction de ces deux paramètres (figure 1.21). Ils ont montré : i) que la largeur et la densité des structures colonnaires augmentent avec l'augmentation de l'enthalpie du plasma, ii) que l'augmentation de la vitesse moyenne du jet entraîne également un compactage et une densification des colonnes, iii) que l'augmentation du pourcentage d'hydrogène dans le mélange gazeux engendre une amélioration de la compacité et du parallélisme des colonnes qui sont plus denses et plus larges (pour des enthalpies et vitesses moyennes du jet similaires), en raison d'une meilleure fusion des particules dans le jet plasma.

Le procédé SPS, qui permet de produire des revêtements dont la microstructure est colonnaire, pourrait être utilisé pour produire des barrières thermiques aéronautiques, même sur les pièces les plus sollicitées mécaniquement, comme les aubes des turbines. En effet, la faible conductivité thermique de cette microstructure colonnaire, ainsi que sa forte résistance au cyclage thermique, combinées aux vitesses de dépôt relativement élevées, font que ce procédé est beaucoup plus avantageux que le procédé EB-PVD. Cependant, la reproductibilité des microstructures du dépôt avec le procédé SPS est très complexe du fait de nombreux paramètres

Licence CC BY-NC-ND 3.0

opératoires dont la sensibilité est importante, ainsi que des mécanismes de traitement de la suspension qui sont très complexes et interconnectés, ce qui freine son adoption par l'industrie aéronautique [38].

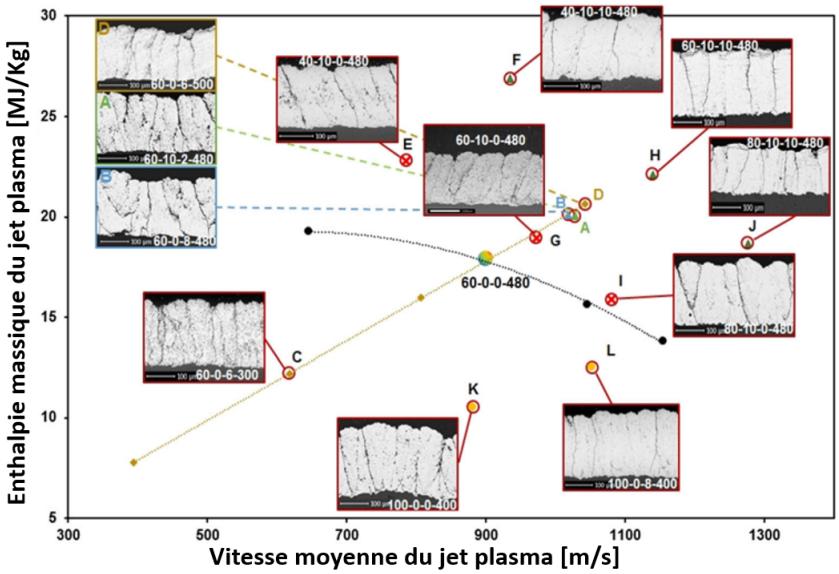


FIGURE 1.21 – Cartographie des structures colonnaires obtenues avec le procédé SPS en fonction de l'enthalpie massique et de la vitesse moyenne du jet plasma. La légende de chaque photographie fait référence au débits Ar-H_2-He-I respectivement en Nl/min pour les gaz plasmagènes et en Ampères pour le courant d'arc I [59].

Ainsi, dans le but d'optimiser la construction de microstructures colonnaires ayant les propriétés recherchées d'isolation thermique et de résistance aux contraintes, cette thèse se concentre sur un point très important du procédé, relatif au développement du jet plasma instationnaire et turbulent dans l'air. En effet, l'écoulement à l'extérieur de la torche est fortement turbulent du fait du développement des instabilités de cisaillement, il est également très instationnaire du fait du mouvement de l'arc électrique dans la torche. Ces deux caractéristiques conditionnent la dispersion des gouttelettes et des particules de faible inertie dans le jet, et donc leur traitement thermocinétique et physique, dont dépend directement la microstructure du dépôt.

De ce fait, dans ce qui suit, une analyse détaillée du développement de la turbulence est présentée afin de comprendre les mécanismes de transition du régime laminaire au turbulent dans les jets libres en général, ainsi que de cerner leurs caractéristiques, puis nous nous intéresserons plus particulièrement au jet plasma. Le but est de comprendre ses spécificités afin de pouvoir la modéliser le plus correctement possible.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.3 Physique de la turbulence

Afin de bien comprendre la physique de la turbulence, nous allons nous intéresser dans cette section à sa naissance et à son développement dans les écoulements libres cisaillés, ainsi qu'à ses caractéristiques et à la théorie émise par Kolmogorov pour l'expliquer et la décrire. Dans la section suivante, la transition à la turbulence dans les jets plasma, qui correspondent à des jets libres par définition, est traitée avec attention afin d'identifier ses caractéristiques dans ce contexte.

1.3.1 Généralité sur la turbulence dans les jets libres

Les écoulements turbulents sont caractérisés par un enchevêtrement de structures tourbillonnaires avec une large gamme d'échelles spatiales et temporelles [60]. Non structurée et instationnaire, la turbulence est dominée par des mouvements chaotiques, hasardeux et aléatoires, elle est dans la plupart des cas tridimensionnelle, ce qui rend son étude plus complexe.
Selon la théorie de Kolmogorov présentée ci-après, des tourbillons de différentes tailles coexistent, allant de l'échelle intégrale correspondant aux plus gros tourbillons porteurs d'énergie jusqu'à l'échelle de Kolmogorov, qui est l'échelle des plus petits tourbillons dissipateurs. Pour comprendre pourquoi cette large gamme de tailles de tourbillon est présente dans l'écoulement, nous allons nous intéresser dans ce qui suit au processus de naissance de ces structures ainsi qu'à leur évolution, dans la configuration de jet "libre". Par définition, celui-ci désigne tout écoulement cisaillé issu d'une buse, qui se développe dans un milieu libre sans présence d'obstacle ou de paroi.
Dans ce cas précis, la génération de la turbulence est directement liée à l'instabilité de cisaillement (instabilité de Kelvin-Helmholtz) qui se forme en périphérie du jet, du fait de la différence de vitesse entre celui-ci et le fluide environnant, et qui donne à l'écoulement un caractère rotationnel qui favorise l'amplification des perturbations [61]. Ceci conduit à la formation d'une couche de mélange fluide sortant-fluide environnant, liée à la déformation de l'interface séparant les deux fluides, et conduit à la formation de tourbillons qui grossissent en aval le long de l'axe du jet, et qui favorisent le mélange, contribuant ainsi à l'épaississement de la couche de mélange.
Pour comprendre le mécanisme de formation de ces structures dans la couche de mélange, il faut s'intéresser de plus près à la déformation initiale de l'interface délimitant les deux fluides. En effet, la perturbation de l'équilibre de l'écoulement conduit à une oscillation de celle-ci, et selon certaines conditions abordées dans les prochains paragraphes, cette oscillation peut soit s'amortir et stabiliser l'écoulement, soit s'amplifier dans l'espace et dans le temps, rendant l'écoulement instable. Dans ce dernier cas, une différence de pression entre chaque coté de l'interface est engendrée, celle-ci étant plus élevée du coté concave de l'oscillation que du coté convexe, va induire une augmentation de la courbure locale de l'interface et amplifier l'oscillation. Comme l'interface ne peut pas croître indéfiniment, celle-ci va s'enrouler sur elle même et former une spirale appelée tourbillon de "Kelvin-Helmholtz". Ensuite, les structures primaires qui sont formées vont interagir entre elles le plus souvent via un processus "d'appariement" du fait de la zone d'aspiration dans le sillage et de l'advection vers l'aval de la couche de mélange : une accélération de la vitesse du tourbillon amont va

Licence CC BY-NC-ND 3.0

impliquer l'enroulement et la fusion de deux tourbillons successifs pour former un tourbillon plus grand par appariement. Ainsi, un élargissement de la couche de mélange se produit, comme schématisé en figure 1.22 [62].

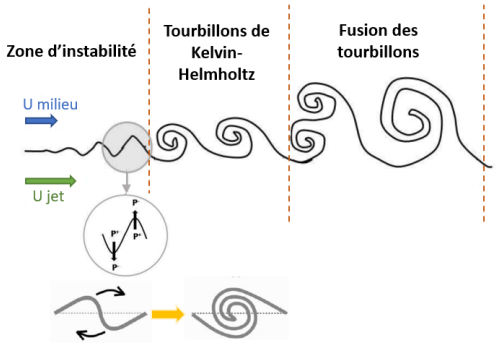


FIGURE 1.22 – Schématisation de la formation et de la fusion des tourbillons de Kelvin-Helhmoltz dans une couche de mélange, modifiée à partir de [62].

D'un point de vue mathématique, la principale cause de cette instabilité est liée à l'inertie du fluide et est traduite dans l'équation de conservation de la quantité de mouvement par le terme non linéaire de convection. En effet, lorsque celui-ci domine nettement le terme linéaire de diffusion lié à la viscosité, qui a tendance à stabiliser l'écoulement et à amortir les perturbations par dissipation, il en résulte une transition du régime laminaire au turbulent. Ainsi, le nombre de Reynolds est le paramètre principal qui décrit ces instabilités et permet d'identifier les régimes d'écoulement selon une valeur critique qui dépend de la configuration étudiée. De ce fait, lorsqu'une augmentation de vitesse est observée, une transition de régime intervient car les perturbations ne peuvent plus être dissipées au delà de cette valeur critique. Celles-ci sont plutôt amplifiées par les mécanismes d'instabilité, conduisant à l'établissement d'un caractère chaotique, aléatoire et intermittent.

a. Stabilité de la couche de mélange

L'analyse de la stabilité linéaire permet de déterminer si une perturbation initiale de l'écoulement va s'atténuer ou croître avec le temps. Elle s'appuie sur l'étude de l'évolution des petites perturbations, sous l'hypothèse que celles-ci soient suffisamment faibles pour que leur évolution puisse être décrite par une linéarisation des équations de Navier Stokes. Cette linéarisation est réalisée en décomposant les variables de l'écoulement total (composante de vitesse et pression u, v, w, p) en variables de base (U, V, W, P) et en petites perturbations (u', v', w', p'). Du fait de l'hypothèse des petites perturbations, les termes non linéaires de celles-ci, qui apparaissent dans les équations et dont l'ordre est supérieur à l'unité, sont négligés, et des solutions de type onde plane sont utilisées pour résoudre le système, obtenant ainsi les conditions de stabilité. Dans le cas de la couche de mélange plane 2D, il s'agit des critères de : Rayleigh et de Fjørtoft établis pour les fluides non visqueux, et d'Orr-Sommerfeld [63] établi pour les fluides visqueux, lequel est donné par l'équation adimen-

Licence CC BY-NC-ND 3.0

tionnée (1.4), au travers de la fonction $\psi(y)$ introduite pour simplifier les équations telles que : $u' = \partial\psi/\partial y$.

$$(U^* - c^*)\left(\frac{d^2\psi^*}{dy^2} - \alpha^{*2}\psi^*\right) - \frac{d^2U^*}{dy^2}\psi^* = \frac{i}{\alpha^* Re}\left(\frac{d^4\psi^*}{dy^4} - 2\alpha^{*2}\frac{d^2\psi^*}{dy^2} + \alpha^{*4}\psi^*\right) \tag{1.4}$$

α^* est le nombre d'onde adimentionné correspondant à la longueur d'onde λ dans la direction de l'écoulement ($\alpha = 2\pi/\lambda$). $c^* = c_r + ic_i$ est la vitesse complexe de la phase de perturbation adimensionné ($c = \omega/\alpha$, ω étant la fréquence angulaire de l'onde perturbée).
Ainsi, il est possible de prédire la stabilité d'un écoulement soumis à des perturbations avec l'équation d'Orr-Sommerfeld, en fonction du signe de la partie imaginaire c_i de la vitesse de phase complexe c. En effet, si $c_i < 0$ la perturbation s'atténue, l'écoulement est donc stable ; sinon, celui-ci est instable du fait de la croissance de la stabilité initiale.

On retrouve (à gauche) de l'équation d'Orr-Sommerfeld le terme de Rayleigh qui décrit la stabilité des fluides non-visqueux. Dans le cas où la viscosité est nulle, le nombre de Reynolds tend vers l'infini, l'équation de Rayleigh est retrouvée. Le terme de droite de l'équation d'Orr-Sommerfeld représente les effets visqueux qui atténuent les perturbations à faible nombre de Reynolds, qui sont susceptibles de stabiliser certaines instabilités qui étaient pourtant prévisibles en régime non-visqueux. A haut nombre de Reynolds, l'effet de la viscosité devient insuffisant et permet l'apparition d'instabilités qui mènent à la turbulence.

En s'appuyant sur cette théorie de stabilité linéaire, il a été montré que dans le cas des jets libres et pour un nombre de Reynolds donné, il existe une gamme de nombres d'onde instables. Toute perturbation d'une de ces ondes, aussi légère qu'elle soit, s'amplifiera d'une manière exponentielle [61], donnant naissance à des tourbillons de Kelvin Helmholtz dont la longueur d'onde est proportionnelle à l'épaisseur du cisaillement initial.

b. Les structures cohérentes

La turbulence est toujours considérée comme complexe, chaotique et aléatoire, compte tenu de son imprévisibilité dans l'espace et dans le temps. En effet, son mouvement hasardeux rend sa prédiction très difficile à long terme, d'autant plus qu'elle est très sensible aux conditions initiales, où de petites variations au sein de celles-ci peuvent entraîner des comportements et des évolutions d'écoulement très différents. La question est de savoir si cette turbulence est toujours désordonnée, ou s'il existe un certain caractère organisé pour les structures qui naissent dans ces écoulements.
En fait, l'apparition de structures tourbillonnaires avec une périodicité spatiale ou temporelle, dont l'évolution peut être définie, nommées structures cohérentes, a été remarquée initialement par Townsend [64], Kline et al. [65] et Brown et al.[66] par une analyse dans des couches de mélange. Ceci a permis de capturer les structures illustrées en figure 1.23 de Brown et al.[66]. L'apparition des tourbillons de Kelvin-Helmholtz dus à l'instabilité de cisaillement, ainsi que leur appariement qui permet d'élargir la couche de mélange en aval de l'écoulement, sont visibles sur cette figure. Les tourbillons périodiques de Kelvin Helmholtz sont donc considérés comme des structures cohérentes à grande échelle, organisées spatialement et temporellement,

Licence CC BY-NC-ND 3.0

mais qui peuvent perdre leur comportement reproductible et prédictible à grand nombre de Reynolds.

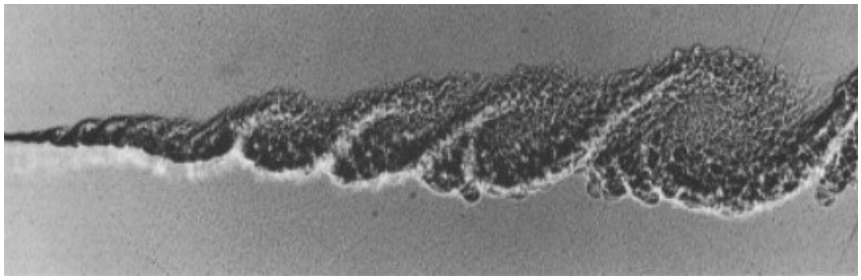


FIGURE 1.23 – Visualisation des structures cohérentes dans une couche de mélange (cisaillement) air/azote par Brown et al. [66], obtenue avec la méthode d'ombrographie.

Ces structures cohérentes sont définies comme étant des motifs qui apparaissent de manière répétitive dans l'écoulement et qui persistent dans le temps et l'espace, malgré la nature chaotique du mouvement turbulent. Elles jouent un rôle très important dans le transport de la quantité de mouvement, de l'énergie et du mélange de scalaires dans l'écoulement, influençant ainsi significativement sa dynamique.

c. Théorie de Kolomogorov et cascade d'énergie

Kolmogorov, pionnier dans l'étude et la compréhension de la turbulence, s'est intéressé de plus près aux différentes échelles spatiales et temporelles qui coexistent dans ce type d'écoulement et a émis une théorie pour décrire cette turbulence. A très grand nombre de Reynolds, celle-ci est basée sur un concept de transfert d'énergie via un processus inertiel non visqueux depuis les grandes échelles, qui constituent le siège de production de cette énergie, vers les petites échelles, et se poursuit jusqu'à atteindre la plus petite échelle de la turbulence où l'énergie est dissipée en chaleur par la viscosité du fluide. De ce fait, les échelles de l'écoulement sont de tailles très différentes et varient de l'échelle intégrale l_l, qui représente l'échelle des plus grosses structures produisant l'énergie, jusqu'à l'échelle de Kolmogorov η, qui désigne celle des plus petites structures dissipatives. Ce processus de transfert d'énergie, appelé "cascade énergétique" ou "cascade d'échelle" a été formulé initialement par Richardson en 1922 [67], puis complété par Kolmogorov en 1941 [68], notamment en déterminant l'échelle à partir de laquelle a lieu la dissipation de l'énergie turbulente. Ainsi, et selon ce processus, lorsqu'un gros tourbillon est créé, celui-ci est instable, il est étiré, se casse en plus petites structures, produisant de l'énergie. Quand le maximum de cette énergie est atteint, ces structures porteuses d'énergie, qui sont de base anisotropes, vont se diviser en structures de plus en plus petites sans production ni dissipation d'énergie dans l'écoulement, mais plutôt par transfert inter-tourbillonnaire. Ceci conduit à la naissance de petits tourbillons isotropes, on parle alors de l'hypothèse d'auto-similarité de la cascade turbulente émise par Kolmogorov. Celle-ci stipule que dans cette zone appelée zone inertielle, les tourbillons se divisent tous de la même manière, quelle que soit leur taille, à condition qu'ils ne soient pas trop grands (proches des grandes échelles de l'écoulement) ou trop petits (proches des échelles dissipatives). Le comportement de la turbulence est alors universel, et une loi caractérisant cette auto-similarité est formulée

Licence CC BY-NC-ND 3.0

par Kolmogorov, exprimant l'évolution de l'énergie cinétique turbulente en fonction du nombre d'onde κ à la puissance -5/3 ($\kappa^{-5/3}$), qui représente l'inverse de l'échelle du tourbillon l ($\kappa = 2\pi/l$). Le processus de transfert d'énergie inter-échelles persiste jusqu'à ce que le nombre de Reynolds associé soit suffisamment petit pour que l'énergie cinétique turbulente soit dissipée en chaleur par la viscosité du fluide.
Ce processus, décrit par Kolmogorov, est illustré par l'évolution de la distribution de l'énergie cinétique turbulente entre les différentes échelles de l'écoulement de taille "l", dont le nombre d'onde associé est "κ", représentée qualitativement sur la figure 1.24. Celle-ci est établie en déterminant la densité spectrale de l'énergie cinétique turbulente E(κ) à partir d'une transformée de Fourier de l'énergie cinétique turbulente $E_c = \frac{1}{2}(u'^2 + v'^2 + w'^2)$, où u', v', w' sont les fluctuations de vitesse. Cette évolution montre que l'énergie est portée par les grandes structures à faible nombre d'onde, qui sont très peu dissipatives et représentent le siège de la production. Une fois que le maximum de l'énergie est atteint, un transfert de celle-ci se produit entre les différentes échelles qui se brisent suivant le processus de cascade d'énergie dans la zone inertielle. A grand nombre d'onde correspondant aux plus petites structures tourbillonnaires inférieures à l'échelle de Kolmogorov, l'énergie est dissipée en chaleur.

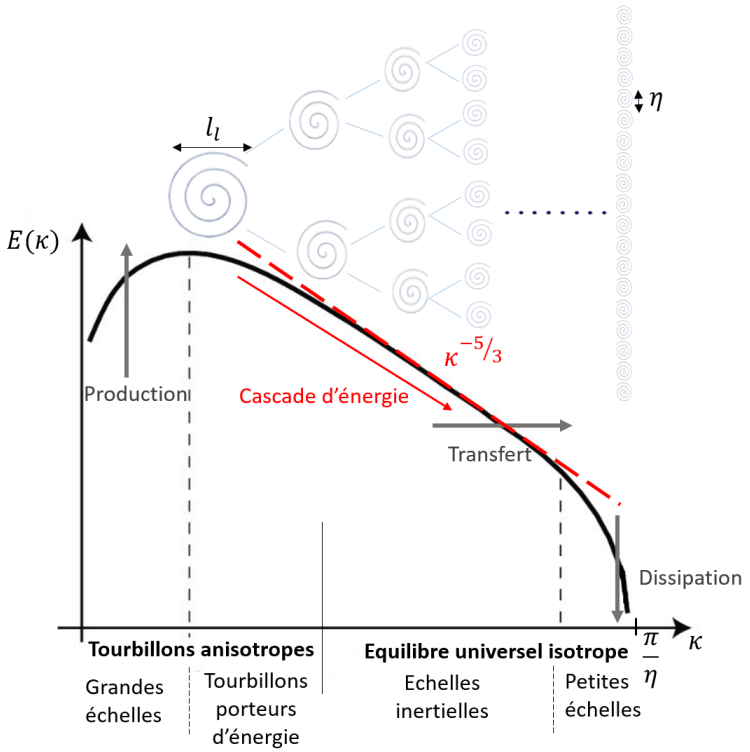


FIGURE 1.24 – Densité spectrale de l'énergie cinétique turbulente en échelles logarithmiques.

Des considérations dimensionnelles ont montré que le rapport entre l'échelle intégrale et l'échelle dissipative varie en nombre de Reynolds à la puissance 3/4 ($Re^{\frac{3}{4}}$). Ceci indique l'étendue de la variété des échelles de turbulence, et ce, d'autant plus lorsque le nombre de Reynolds est grand.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.3.2 Turbulence dans les jets de plasma atmosphériques

A présent, nous allons nous intéresser plus précisément à la transition à la turbulence d'un jet de plasma émis d'une torche et interagissant avec l'air ambiant. Comme mentionné dans la section 1.1.4, l'écoulement du jet de plasma à l'extérieur de la torche est instationnaire et turbulent, caractérisé par un nombre de Reynolds basé sur le diamètre de la tuyère et la vitesse moyenne du jet de l'ordre de 9000 en périphérie de celui-ci [29]. Pourtant, à l'intérieur de la torche, l'écoulement est laminaire avec un nombre de Reynolds de l'ordre de 1000 [30], du fait de la grande viscosité du gaz. Dans ce qui suit, nous allons expliquer cette transition et les mécanismes qui animent ce changement de régime. Ensuite, nous discuterons des caractéristiques de la turbulence spécifiques aux jets de plasma.

a. Mécanismes de transition vers la turbulence

La transition vers le régime turbulent du jet de plasma à l'extérieur de la torche est due principalement à l'instabilité de cisaillement qui apparaît en périphérie du jet, comme pour n'importe quel autre jet libre. Cependant, dans ce cas, cette instabilité est plus importante du fait des forts gradients de vitesse, puisque la vitesse de l'écoulement peut atteindre ($\sim$ 2200 m/s). De plus, l'importance de la différence entre les propriétés du jet plasma et celles du milieu environnant froid (température, masse volumique, viscosité...) accroîtrait cette instabilité dynamique et renforcerait l'apparition et le développement de la couche de cisaillement : la température du jet peut atteindre 15 000 K en sortie de torche, et correspond à une densité environ cinquante fois moins importante et à une viscosité dix fois plus élevée que celle de l'air ambiant. Ainsi, des tourbillons se forment à partir de la périphérie du jet et se divisent ensuite en plus petites structures [69] dans la zone tourbillonnaire composée de gaz froid, accentuant ainsi l'engouffrement de l'air dans le jet et le développement de la turbulence, comme illustré en figure 1.25. Le cœur potentiel du jet très chaud et très visqueux reste donc laminaire, la turbulence n'est donc pas pleinement développée.
L'engouffrement de l'air entraîne le refroidissement et le ralentissement du plasma par effet de mélange, qui est amplifié par la dissociation de l'oxygène de l'air à 3500 K [12].

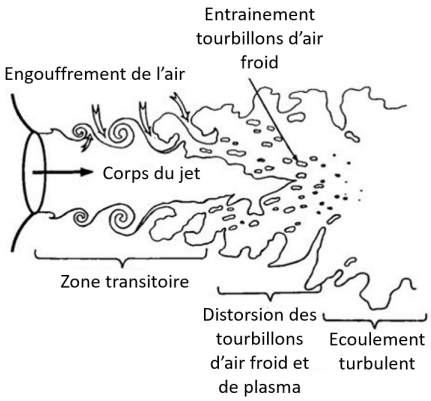


FIGURE 1.25 – Schéma descriptif du processus d'engouffrement de l'air dans le jet de plasma, modifié à partir de [70].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La turbulence dans les jets de plasma serait accentuée par l'instationnarité liée aux fluctuations de l'arc électrique à l'intérieur de la torche. Le jet est alors composé de bouffées chaudes et de bouffées froides qui se succèdent, comme cela a pu être observé expérimentalement en figure 1.26, par photographie d'un jet d'argon dans l'air à différents instants réalisée par Bobzin et al. [71]. Ce caractère instationnaire est lié à une déformation spatiale des profils de vitesse et de température dans le temps en sortie de torche, avec présence de points d'inflexion, accentuant ainsi les phénomènes turbulents dans le jet.

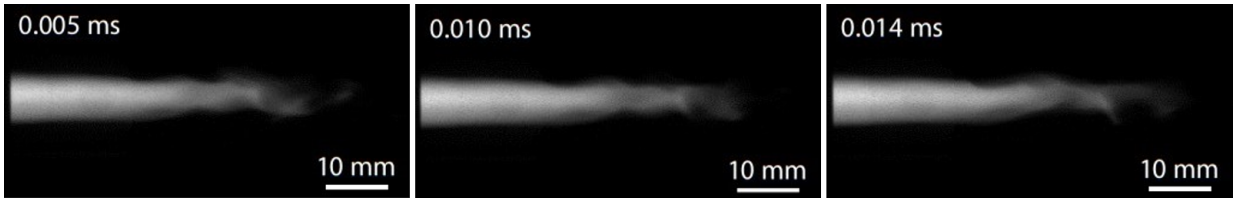
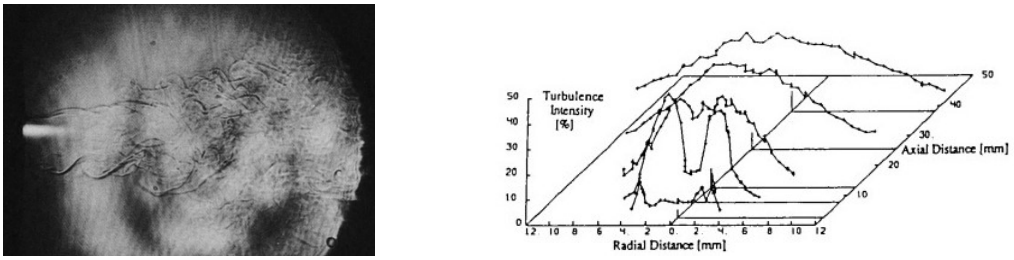


FIGURE 1.26 – Photographie du développent d'un jet plasma d'argon dans de l'air au repos à différents instants. [71].

b. Nature de la turbulence dans les jets plasma

Pour mieux comprendre le développement des structures tourbillonnaires dans les jets de plasma, Pfinder et al. [31] ont étudié expérimentalement la turbulence dans des jets d'argon issus de torche à courant continu, à l'aide de la technique de photographie de Schlieren. La photographie en figure 1.27a montre le développement de grosses structures tourbillonnaires au niveau de la couche de mélange, ces structures deviennent de plus en plus importantes vers l'aval de la sortie de torche et finissent par être entraînées dans la zone centrale du jet. La mesure de l'intensité turbulente présentée en figure 1.27b révèle une augmentation rapide de celle-ci initialement dans la couche de mélange, puis sa propagation vers l'axe central, plus en aval (à partir de 20 mm en aval de la sortie de torche), synonyme de développement de la turbulence dans tout le jet. Ceci confirme que le cœur potentiel du jet reste laminaire.



(a) **(b)**

FIGURE 1.27 – Développement d'un jet plasma d'argon dans de l'air au repos par Pfender [31] (a) : Observation du développement de la turbulence dans le jet par photographie de Schlieren ; (b) : Intensité turbulente mesurée dans le jet à différentes distances axiales et radiales par Anémomètre Laser Doppler (LDA).(Conditions plasma I=450A ; V=24V ; Ar $\sim$ 23,6L/mn).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Pour avoir une idée de la taille des plus petites structures dissipatives présentes dans l'écoulement plasma, Shigeta [72] a estimé théoriquement l'échelle de Kolmogorov au sein d'un plasma thermique d'argon à pression atmosphérique en fonction de la température, par équilibre entre le taux de dissipation turbulente et la viscosité cinématique du fluide : la figure 1.28 montre que la taille des structures turbulentes est supérieure au millimètre dans les zones chaudes (nombres de Reynolds faibles localement en raison de la viscosité qui est élevée), alors que dans les régions à basse température, leur taille est de l'ordre de 0,01 mm (nombres de Reynolds élevées localement en raison d'une viscosité cinématique faible).

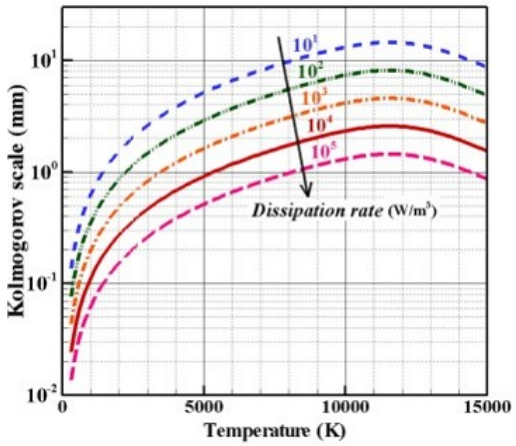


FIGURE 1.28 – Estimation de l'échelle de Kolmogorov en fonction de la température dans un jet plasma d'argon à pression atmosphérique pour différents taux de dissipation turbulente [72].

De par ces observations, la modélisation du développement d'un jet plasma dans de l'air froid au repos nécessite l'utilisation d'un modèle capable de prendre en compte :

- les tourbillons tridimensionnels de différentes échelles qui co-existent dans l'écoulement ;
- l'état laminaire correspondant à la zone centrale du jet ;
- le caractère non isotrope de la turbulence qui n'est pas pleinement développée ;
- le caractère fortement instationnaire de la turbulence, a priori amplifiée par le comportement de l'arc électrique dans la torche.

Dans cette optique et pour déterminer le modèle le plus adéquat pour notre étude, nous allons d'abord présenter dans la section qui suit une étude bibliographique détaillée sur les différentes approches de modélisation de la turbulence, pour nous intéresser ensuite plus précisément aux approches de modélisation de la turbulence dans les jets plasmas.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.4 Approches de modélisation de la turbulence

Dans les études numériques d'écoulements turbulents, la turbulence est prise en compte à travers l'utilisation de l'une des trois approches de modélisation : la résolution numérique directe (DNS, *Direct Numerical Simulation*), la résolution des grandes échelles (LES, *Large Eddy Simulation*) et l'approche RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*). Pour comprendre le principe de chaque méthode et ainsi cerner ses avantages, inconvénients et limitations, leur fondement mathématique est présenté ci-après, ce qui facilitera l'analyse effectuée dans la section 1.6.4 concernant l'étude bibliographique portée sur les méthodes de modélisation de la turbulence dans les jets plasma.

1.4.1 Simulation Numérique Directe DNS

La simulation numérique directe est une approche déterministe qui consiste à résoudre toutes les échelles spatiales et temporelles de l'écoulement. Les équations de conservation du fluide sont résolues rigoureusement, sans aucune hypothèse ni modélisation concernant la turbulence. Ceci nécessite une discrétisation temporelle et spatiale très fine, avec une taille de maille inférieure à la plus petite structure dissipative, pour pouvoir capter toutes les échelles spatiales de la solution. Le nombre de cellules nécessaires pour une telle résolution est de l'ordre de $Re^{\frac{3}{4}}$ par direction d'espace, ce qui impliquerait un maillage de l'ordre de 800 millions de cellules pour un nombre de Reynolds de 9000 dans un jet de plasma tridimensionnel. Ainsi, l'application de la DNS est limitée à l'étude des écoulements turbulents avec des nombres de Reynolds faibles dans des configurations simples.

1.4.2 Simulation des grandes échelles LES

La simulation des grandes échelles est une approche déterministe intermédiaire entre la DNS, qui résout tout l'écoulement, et l'approche RANS, qui modélise toutes les échelles. Cette approche consiste à résoudre les grandes structures tourbillonnaires qui transportent l'énergie en résolvant les équations de conservation du fluide sur la grille de calcul, et à modéliser les petites échelles dissipatives à travers le concept de viscosité de sous maille. L'avantage de cette méthode est la représentation du comportement anisotrope des grandes structures qui régissent la dynamique de l'écoulement avec des maillages plus grossiers que la DNS, même si, en contrepartie, elle ne capte pas les échelles dissipatives, mais permet tout de même d'accéder à des informations instationnaires avec des ressources informatiques limitées.
Dans cette approche, les petites échelles modélisées sont isolées des échelles résolues par l'application d'un filtre spatial aux équations de conservation, dont la longueur de coupure est liée à la taille de la maille et correspond à l'échelle en dessous de laquelle les structures sont modélisées. Le filtrage spatial (passe-bas en fréquence et passe-haut en échelle) est obtenu par le produit de convolution entre une fonction f à filtrer et

Licence CC BY-NC-ND 3.0

une fonction filtre G dans l'espace $\mathscr{D}$, ce produit s'écrit selon Léonard [73] par :

$$\overline{f}(x,t) = G * f(x,t) = \int_{\mathscr{D}} f(y,t)G(x-y)dy \tag{1.5}$$

$\overline{f}$ correspond au champ résolu dont les échelles d'espace sont supérieures à la longueur de coupure $\bar{\Delta}$ associée à la fonction G. La partie non-résolue de f, notée f', correspond aux hautes fréquences et représente les échelles sous maille, elle s'écrit :

$$f'(x) = f - \overline{f} \tag{1.6}$$

Dans le cas des simulations par la méthode des volumes finis, le filtre spatial adopté consiste en une intégration sur un volume de contrôle de la discrétisation spatiale pour déterminer la valeur au centre de la maille. De ce fait, les grandes échelles supérieures à deux fois la taille de maille $\bar{\Delta}$ sont résolues rigoureusement par les équations de conservation en tout point du maillage. Ainsi, seul l'effet des petites structures non capturées sera intégré dans les équations via un concept de viscosité sous maille.
L'application du filtre spatial défini précédemment aux équations du mouvement, de l'énergie et du transport des espèces (scalaire passif) donne les équations du modèle LES en formulation compressible :

$$\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho}\overline{u}_i) = 0 \tag{1.7}$$

$$\frac{\partial (\overline{\rho}\overline{u}_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho}\overline{u}_j\overline{u}_i) = -\frac{\partial \overline{P}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(2\mu\overline{S}_{ij} - \frac{2}{3}\mu\delta_{ij}\frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} - \overline{\tau}_{ij}\right) \tag{1.8}$$

$$\frac{\partial (\overline{\rho}\overline{E})}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\overline{u}_i(\overline{\rho}\overline{E} + \overline{P})\right) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(2\mu\overline{S}_{ij} - \frac{2}{3}\mu\delta_{ij}\frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k}\right)\overline{u}_j - \overline{\tau}_{ij}\overline{u}_j\right] + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\lambda\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} - \overline{\Pi}_i\right) \tag{1.9}$$

$$\frac{\partial (\overline{\rho}\overline{\chi}_k)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\overline{\rho}\overline{u}_i\overline{\chi}_k) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\overline{\rho}D\frac{\partial \overline{\chi}_k}{\partial x_i} - \overline{Y}_{i,k}\right) \tag{1.10}$$

u, E et P représentent respectivement la vitesse, l'énergie totale et la pression, χ_k est la fraction massique de l'espèce k dans le mélange. ρ, μ, λ et D représentent respectivement la masse volumique, la viscosité dynamique, la conductivité thermique et le coefficient de diffusion des espèces.
$\overline{S}_{ij}$ est le tenseur des vitesses de déformation résolu, donné par : $\overline{S}_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u}_j}{\partial x_i}\right)$. δ_{ij} est l'opérateur de Kronecker.

Les nouveaux termes issus du filtrage des équations $\overline{\tau}_{ij}$, $\overline{\Pi}_i$ et $\overline{Y}_{i,k}$ sont respectivement le tenseur des contraintes sous maille, le flux de chaleur sous maille (en fonction de l'enthalpie massique h) et le flux de diffusion sous maille des espèces. Ils représentent les interactions entre les échelles résolues et les petites échelles. Ils sont exprimés en fonction de la variable résolue et de la variable sous maille comme suit :

$$\overline{\tau}_{ij} = \overline{\rho u_i u_j} - \overline{\rho}\overline{u}_i\overline{u}_j \quad ; \quad \overline{\Pi}_i = \overline{\rho h u_i} - \overline{\rho}\overline{h}\overline{u}_i \quad ; \quad \overline{Y}_{i,k} = \overline{\rho\chi_k u_i} - \overline{\rho\chi_k}\overline{u}_i$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

a. Tenseur des contraintes sous mailles

Pour fermer le système des équations de conservation obtenu après filtrage , il faut que les variables résolues soient reliées aux variables de sous maille. Ceci est obtenu via le concept de viscosité turbulente ou viscosité de sous maille, dont la tâche est la transmission des informations contenues dans les échelles non résolues vers les échelles résolues. Celle-ci représente un mécanisme de transfert d'énergie analogue à une diffusion régie par une viscosité artificielle μ_{sm}. La modélisation des contraintes sous maille via la viscosité turbulente est basée sur l'hypothèse de Boussinesq, qui relie les contraintes sous maille $\overline{\tau}_{ij}$ au tenseur du taux de déformation $\overline{S}_{ij}$ par la formule suivante.

$$\overline{\tau}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\overline{\tau}_{kk} = -2\mu_{sm}\overline{S}_{ij} \tag{1.11}$$

L'équation de la quantité de mouvement devient alors :

$$\frac{\partial \overline{\rho}\overline{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\overline{\rho}\overline{u}_j\overline{u}_i) = -\frac{\partial}{\partial x_i}\left(\overline{P} + \frac{1}{3}\overline{\tau}_{kk}\right) + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(2\left(\mu + \mu_{sm}\right)\left(\overline{S}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\frac{\partial u_k}{\partial x_k}\right)\right) \tag{1.12}$$

- **Modèle de Smagorinsky**

Formulé par Smagorinsky [74], ce modèle se base sur une hypothèse d'équilibre local entre production et dissipation d'énergie par les échelles résolues et les échelles de sous maille. Dans ce modèle, la viscosité de sous maille est proportionnelle à la longueur de coupure $\overline{\Delta}$ et à la norme du tenseur du taux de déformation $\overline{S}_{ij}$, et est donnée par :

$$\nu_{sm} = \frac{\mu_{sm}}{\rho} = (C_s\overline{\Delta})^2||\overline{S}|| \tag{1.13}$$

où $||\overline{S}||$ est la norme du tenseur du taux de déformation résolu donnée par : $||\overline{S}|| = \sqrt{2\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij}}$
$\overline{\Delta}$ est la longueur de coupure pour un maillage cartésien orthogonal $\overline{\Delta} = (\Delta x\ \Delta y\ \Delta z)^{\frac{1}{3}}$, Δx Δy et Δz étant la discrétisation spatiale du maillage dans les trois directions de l'espace.
C_s est la constante du modèle de Smagorinsky, elle a été déterminée pour une turbulence homogène isotrope en se basant sur l'hypothèse d'équilibre local entre le champ résolu et le champ modélisé, théoriquement, elle vaut 0,18. Pour des écoulements en canal plan, par exemple, ou des écoulements cisaillés, Deardroff [75] recommande d'utiliser une constante de 0,1. La constante de ce modèle dépend donc de la nature de l'écoulement, il est difficile de l'estimer en fonction des applications, généralement, il lui est attribué une valeur comprise entre 0,1 et 0,2.
En pratique, la turbulence n'est jamais homogène et isotrope, ce modèle est donc dissipatif, particulièrement en proximité des parois et dans les zones de faible turbulence. De plus, celui-ci prédit des viscosités turbulentes non-nulles dès que les vitesses sont importantes.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Modèle de Smagorinsky dynamique**

C'est une amélioration du modèle de Smagorinsky, établi par Germano et al. [76] puis complété par Lilly [77] qui consiste à évaluer localement la valeur de la constante du modèle de Smagorinsky $C_s(x,y,z,t)$ dans l'écoulement, en fonction de la position spatiale et de l'instant temporel, afin de refléter l'état de celui-ci. Ainsi, les informations des échelles résolues sont utilisées pour modéliser les échelles sous maille de manière locale, ce qui évite une surestimation de la dissipation. Il est donné par :

$$\nu_{sm} = (C_s(x,y,z,t)\overline{\Delta})^2||\overline{S}|| \tag{1.14}$$

où : $C_s(x,y,z,t)$ est le coefficient du modèle de Smagorinsky dynamique évalué localement.
Cette évaluation locale de la dynamique de l'écoulement est mise au point en utilisant un second filtre $\hat{\Delta}$, appelé filtre test, deux fois plus grand que le filtre sous maille $\hat{\Delta} = 2\overline{\Delta}$, et qui est appliqué à l'équation 1.12 de la quantité de mouvement du modèle LES.
Ainsi, sur la base du modèle de Smagorinsky, le tenseur des contraintes de sous mailles $\overline{\tau}_{ij}$ et le tenseur des contraintes sous maille basé sur les champs filtrés deux fois $\widetilde{\tau}_{ij}$ peuvent s'écrire sous la forme :

$$\overline{\tau}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\overline{\tau}_{kk} = -2(C_s\overline{\Delta})^2||\overline{S}||\overline{S}_{ij} = \overline{\rho u_i u_j} - \overline{\rho}\,\overline{u}_i\overline{u}_j \;\; ; \quad \widetilde{\tau}_{ij} - \frac{1}{3}\delta_{ij}\widetilde{\tau}_{kk} = -2(C_s\widehat{\overline{\Delta}})^2||\widehat{\overline{S}}||\widehat{\overline{S}}_{ij} = \widehat{\overline{\rho u_i u_j}} - \widehat{\overline{\rho}}\,\widehat{\overline{u}}_i\widehat{\overline{u}}_j \tag{1.15}$$

Pour mesurer la différence entre les non-linéarités filtrées et le produit des vitesses filtrées deux fois, Germano [76] introduit le tenseur de Léonard L_{ij}, qui est explicitement calculable à partir du champ de vitesse résolu, tel que $L_{ij} = \widehat{\overline{\rho}\;\overline{u_i}\;\overline{u_j}} - \;\widehat{\overline{\rho}}\;\widehat{\overline{u}_i}\;\widehat{\overline{u}_j}$. Ensuite, par identité, Germano [76] montre que la différence entre les deux filtres successifs, définie par le tenseur de Léonard L_{ij}, correspond à la différence entre les tenseurs des contraintes de sous maille modélisés pour chaque niveau de filtrage, tel que :

$$L_{ij} = \widetilde{\tau}_{ij} - \widehat{\overline{\tau}}_{ij} \tag{1.16}$$

$\widehat{\overline{\tau}}_{ij}$ représente le tenseur des contraintes sous maille calculé à l'échelle du premier filtre Δ puis filtré avec le second filtre.
Ainsi, Germano a relié les tenseurs aux deux niveaux de filtrage par un terme dépendant uniquement du champ de vitesse résolu, donné par le tenseur de Léonard. En injectant les relations 1.15 dans l'identité de Germano, la constante dynamique C_s peut être définie directement :

$$L_{ij} = -2C_s^2\left(\overline{\Delta}^2\overline{\rho}\widehat{||\overline{S}||\,\overline{S}_{ij}} - \widehat{\overline{\rho}}\widehat{\overline{\Delta}^2}\widehat{||\overline{S}||}\,\widehat{\overline{S}_{ij}}\right) \tag{1.17}$$

En posant $M_{ij} = -\left(\overline{\Delta}^2\overline{\rho}\widehat{||\overline{S}||\,\overline{S}}_{ij} - \widehat{\overline{\rho}}\widehat{\overline{\Delta}^2}\widehat{||\overline{S}||}\,\widehat{\overline{S}}_{ij}\right)$, on obtient : $L_{ij} = 2C_s^2M_{ij}$

Lilly [77] a ensuite complété le modèle de Germano en déterminant le coefficient dynamique $C_s(x,y,z,t)$ de manière robuste, en introduisant un calcul local de C_s par la méthode des moindres carrés. Celle-ci recherche

Licence CC BY-NC-ND 3.0

la valeur de C_s en minimisant l'erreur quadratique, telle que :

$$C_s(x,y,z,t) = \frac{\langle L_{ij} M_{ij} \rangle}{2\langle M_{ij} M_{ij} \rangle} \tag{1.18}$$

La notation $\langle . \rangle$ fait référence à une moyenne spatiale effectuée sur un volume local.

Cependant, avec ce modèle, des problèmes de stabilité d'ordre numérique peuvent apparaître dans le cas où le coefficient $C_s(x,y,z,t)$ prend des valeurs négatives. De ce fait, un traitement spécifique est effectué en imposant une condition de valeur seuil supérieure à 0 dans le cas où celles-ci sont négatives, par exemple.

Du fait que la constante du modèle soit définie localement et dynamiquement, le modèle de Smagorinsky dynamique s'adapte à une plus large gamme d'applications que sa version de base, avec une meilleure estimation de la viscosité turbulente en proche paroi et dans les régions de faible cisaillement. Cependant, celui-ci est plus coûteux en termes de temps de calcul et plus complexe à mettre en œuvre.

- **Modèle Turbulent Kinetic Energy TKE**

Dans ce modèle, la viscosité de sous maille est proportionnelle à la longueur de coupure du filtre et à l'énergie cinétique des échelles de sous mailles correspondant à cette longueur de coupure, c'est à dire à celle des plus petites structures résolues. La viscosité de sous maille s'exprime alors par la formule suivante :

$$\nu_{sm} = C_{TKE} \overline{\Delta} (q_{sm}^2(x,t))^{\frac{1}{2}} \tag{1.19}$$

où : C_{TKE} est la constante du modèle, elle est prise égale à 0,2. q_{sm} est l'énergie cinétique des échelles sous maille, exprimée comme suit :

$$q_{sm}^2(x,t) = \frac{1}{2} \overline{u(x,t)}' \, \overline{u(x,t)}' \tag{1.20}$$

$u(x,t)'$ est la vitesse de coupure, elle est estimée via un second filtre test $\widetilde{\overline{\Delta}}$ appliqué aux échelles résolues dont la longueur est plus importante que celle du filtre $\overline{\Delta}$. $u(x,t)'$ est exprimée par :$\overline{u}' = \overline{u} - \widetilde{\overline{u}}$

L'avantage de ce modèle réside dans le fait qu'il suppose une proportionnalité de la viscosité sous maille par rapport à l'énergie cinétique de sous maille, ce qui est susceptible de lui permettre de mieux capter les phénomènes turbulents qui ne sont pas liés uniquement au cisaillement. Par contre, du fait du double filtrage qu'il nécessite, celui-ci est plus coûteux en termes de temps de calcul et peut induire une surestimation de la turbulence dans le cas où l'énergie cinétique sous maille est mal estimée ou mal bornée. De plus, comme celui-ci ne dépend pas directement du gradient de la vitesse, la turbulence est mal modélisée en proche parois. Les échanges d'énergie inter-échelles sont également sous-évalués avec ce modèle.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Modèle d'échelle mixte**

Ce modèle est une pondération du modèle de Smagorinsky et du modèle TKE. La viscosité de sous maille est proportionnelle à la longueur de coupure et à l'énergie cinétique des plus petites échelles résolues, ainsi qu'à la vitesse du tenseur du taux de déformation, elle est donnée par la formule qui suit :

$$\nu_{sm} = C_M \overline{\Delta}^{1+\alpha} (|\overline{S}|)^{\frac{\alpha}{2}} (q_{sm}^2(x,t))^{\frac{1-\alpha}{2}} \tag{1.21}$$

Où : C_M est la constante du modèle, elle est estimée en fonction des valeurs des constantes du modèle de Smagorinsky et du modèle TKE selon la formule :

$$C_M = (C_s)^{2\alpha} (C_{TKE})^{1-\alpha} \tag{1.22}$$

$\alpha \in [0,1]$. Si $\alpha = 0$, le modèle TKE est retrouvé, si $\alpha = 1$, le modèle de Smagorinsky est retrouvé. Pour une pondération équilibrée des deux modèles, α est prise égale à 0,5.

Ce modèle permet un bon compromis entre avantages et inconvénients des modèles de Smagorinsky et TKE, mais il nécessite un bon paramétrage et un bon calibrage de la constante en fonction des configurations étudiées, ce qui est très complexe à mettre en œuvre.

- **Modèle WALE Wall-Adapting Local Eddy Viscosity (WALE)**

Ce modèle a été établi par Nicoud et Ducros [78] pour améliorer le modèle de Smagorinsky, pour lequel la viscosité n'est proportionnelle qu'au tenseur du taux de déformation, en prenant en compte le taux de vorticité qui est responsable de l'étirement des tourbillons. Ainsi, la formulation du modèle WALE a été ajustée, celle-ci est une combinaison du tenseur de déformation utilisé dans le modèle de Smagorinsky et du déviateur du carré du gradient de vitesse. La viscosité sous maille est donc évaluée comme suit :

$$\nu_{sm} = (C_w \overline{\Delta})^2 \frac{(S_{ij}^d S_{ij}^d)^{\frac{3}{2}}}{(\overline{S}_{ij}\overline{S}_{ij})^{\frac{5}{2}} + (S_{ij}^d S_{ij}^d)^{\frac{5}{4}}} \tag{1.23}$$

C_w est la constante du modèle, elle est indépendante de la nature de l'écoulement et vaut 0,5 selon Nicoud et Ducros [78]. S_{ij}^d représente le déviateur du carré du gradient de vitesse donné par :

$$S_{ij}^d = \frac{1}{2}(G_{ij} + G_{ji}) - \frac{1}{3}\delta_{ij} G_{kk} \tag{1.24}$$

G_{ij} est le produit des gradients de vitesse, $G_{ij} = \left(\frac{\partial \overline{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_j}\right)$.
Dans ce modèle, l'effet de la structure turbulente est détecté soit par le taux de déformation, ou le taux de rotation, ou encore par la combinaison de ces deux taux. Ainsi, la viscosité turbulente est nulle au niveau des parois par construction suivant une loi en y^3, ainsi que dans les cas de cisaillement pur. De plus, et

Licence CC BY-NC-ND 3.0

contrairement au modèle de Samgorinsky, le modèle WALE est capable de capter la transition du régime laminaire au régime turbulent, ce qui en fait le modèle de sous maille considéré comme le plus abouti.

b. Flux de chaleur sous maille

Le modèle de fermeture pour le flux de chaleur de sous maille est généralement établi par analogie avec la modélisation du tenseur des contraintes de sous maille via le concept de viscosité de sous maille. Le flux de chaleur de sous maille est donc représenté suivant un modèle de diffusivité linéaire des tourbillons isotropes, par assimilation à la loi de Fourier, à travers le concept de diffusivité de chaleur de sous maille, comme suit :

$$\overline{\Pi}_i = -\lambda_{sm}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} = -\alpha_{sm}\rho C_p\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i} \tag{1.25}$$

α_{sm} représente la diffusivité thermique de sous maille, λ_{sm} la conductivité thermique de sous maille, C_p la chaleur spécifique et $\overline{T}$ est le champ de température résolu.
Pour exprimer la diffusivité de sous maille, le modèle le plus répandu qui a été développé est basé sur le nombre de Prandtl de sous maille.

- **Modèle à nombre de Prandtl de sous maille imposé**

Basé sur une analogie de Reynolds et le concept du nombre de Prandtl de sous maille Pr_{sm}, la diffusivité de chaleur sous maille est donnée par la formule suivante :

$$\alpha_{sm} = \frac{\nu_{sm}}{Pr_{sm}} \tag{1.26}$$

Dans cette approche, le nombre de Prandtl de sous maille est considéré comme constant, sa valeur est prise dans l'intervalle [0,6-1].
Selon l'analogie de Reynolds [79], qui considère qu'il y a une parfaite correspondance entre le transfert de chaleur et le transfert de quantité de mouvement dans l'écoulement, ce nombre est égal à 1, il est donc pris égal à l'unité dans la plupart des situations. Cependant, les expériences de Kays et al. [80] ont démontré que le nombre de Prandtl turbulent ne prend cette valeur que dans la zone inertielle où la production d'énergie est en équilibre avec la dissipation turbulente. Les investigations expérimentales de Gibson et al. [81] et numériques en Simulation Directe de Kawamura et al. [82] ont montré que le nombre de Prandtl turbulent n'est pas constant dans l'écoulement, et que cette hypothèse ne reflète pas la phénoménologie de la turbulence, selon ces sources, celui-ci varie entre 0,7 et 0,9, avec une prédominance à 0,85.

Du fait de sa simplicité, ce modèle de flux de chaleur de sous maille est le plus utilisé, mais il ne permet pas de représenter l'anisotropie de la turbulence. De plus, la diffusivité de sous-mailles dépend uniquement de la viscosité de sous-mailles et du nombre de Prandtl turbulent, elle est donc directement reliée au tenseur de vitesse résolu, alors que le champ de température résolu n'intervient pas dans l'équation.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Modèle à nombre de Prandtl sous maille dynamique**

Pour permettre une meilleure caractérisation de la dynamique de l'écoulement, une approche consiste à déterminer localement et dynamiquement la valeur du nombre de Prandtl par analogie au modèle de Smagorinsky dynamique. Ainsi, un second filtre $\hat{\Delta}$ plus large que le premier est appliqué aux équations du modèle LES, sur la même base que la méthode de Germano [76] pour la viscosité turbulente. Le terme de Léonard pour le flux de température de sous maille, qui mesure la différence entre les non-linéarités filtrées et le produit des champs filtrés deux fois, est déterminé : $L_i^T = \widehat{\rho \overline{u_i}\,\overline{T}} - \widehat{\rho}\,\widehat{\overline{u_i}}\,\widehat{\overline{T}}$. Par application de l'identité de Germano de manière analogue à la viscosité de sous maille, il s'ensuit que : $L_i^T = \widetilde{\Pi}_i - \widehat{\overline{\Pi}}_i$; où $\widehat{\overline{\Pi}}_i$ représente le flux de chaleur sous maille calculé à l'échelle du premier filtre Δ puis filtré avec le second filtre.
Ainsi, en remplaçant $\widehat{\overline{\Pi}}_i$ et $\widetilde{\Pi}_i$ par leur définition, et en supposant que le modèle utilise le même nombre de Prandtl pour les deux échelles de filtrage, on obtient :

$$L_i^T = \frac{1}{Pr_{sm}}\left(-\nu_{sm}\frac{\partial \widehat{\overline{T}}}{\partial x_i} + \widehat{\nu}_{sm}\widehat{\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i}}\right) \tag{1.27}$$

En posant $H_i = -\widehat{\nu}_{sm}\frac{\partial \widehat{\overline{T}}}{\partial x_i} + \widehat{\nu_{sm}\frac{\partial \overline{T}}{\partial x_i}}$, on obtient : $L_i^T = \frac{1}{Pr_{sm}}H_i$.

Le nombre de Prandtl de sous maille est obtenu en minimisant l'erreur quadratique au sens des moindres carrés, tel que :

$$\frac{1}{Pr_{sm}} = \frac{\langle L_i^T H_i \rangle}{\langle H_i H_i \rangle} \tag{1.28}$$

Ainsi, il est possible de déterminer le nombre de Prandtl de sous maille en fonction des positions spatiales et temporelles dans l'écoulement, et d'utiliser ensuite cette valeur pour calculer la conductivité de sous maille. Ceci permet une meilleure modélisation du flux thermique notamment dans les zones à forts gradients de température. Cependant, cette approche est plus coûteuse en temps de calcul et plus complexe à mettre en œuvre, d'autant qu'elle nécessite des traitements numériques supplémentaires afin d'éviter que le nombre de Prandtl prenne des valeurs négatives entraînant des instabilités numériques durant le calcul.

c. Flux de diffusion sous maille des espèces

D'une manière analogue à la modélisation du flux de chaleur sous maille, le flux de diffusion moléculaire de l'espèce est représenté suivant un modèle linéaire comme suit :

$$\overline{Y}_{i,k} = -D_{sm}\frac{\partial \overline{\chi}_k}{\partial x_i} \tag{1.29}$$

D_{sm} représente la diffusion moléculaire sous maille des espèces, $\overline{\chi}_k$ est la concentration résolue de l'espèce. Pour exprimer la diffusion moléculaire sous maille, le modèle le plus répandu qui a été développé est basé

Licence CC BY-NC-ND 3.0

sur le nombre de Schmidt sous maille.

- **Modèle à nombre de Schmidt sous maille imposé**

Basée sur une analogie de Reynolds et sur le concept du nombre de Schmidt sous maille Sc_{sm}, la diffusion sous maille des espèces est donnée par la formule suivante :

$$D_{sm} = \frac{\nu_{sm}}{Sc_{sm}} \tag{1.30}$$

Dans cette approche, le nombre de Schmidt sous maille est considéré comme constant, sa valeur est prise dans l'intervalle entre 0,6 et 1.

- **Modèle à nombre de Schmidt sous maille dynamique**

Pour une meilleure représentation de l'anisotropie de la turbulence, ainsi qu'une capture plus efficace des flux de diffusion des espèces dans les régions à fort gradient d'espèces, il est préférable d'utiliser le modèle à nombre de Schmidt dynamique, au lieu de fixer une valeur constante pour celui-ci, ce qui pourrait entraîner une surestimation ou une sous-estimation de la diffusion des espèces. Par analogie avec le nombre de Prandtl dynamique pour le flux de chaleur sous maille et le modèle de Smagorinsky dynamique pour le tenseur des contraintes sous maille, et selon la théorie de Germano [76], il s'ensuit que le nombre de Schmidt sous maille dans l'écoulement peut être déterminé par :

$$\frac{1}{Sc_{sm}} = \frac{\langle L_i^{\chi} H_i^{\chi} \rangle}{\langle H_i^{\chi} H_i^{\chi} \rangle} \tag{1.31}$$

L_i^{χ} est le terme de léonard pour le flux de concentration de sous maille. H_i^{χ} est donné par : $H_i^{\chi} = -\widehat{\nu}_{sm} \frac{\partial \widehat{\overline{\chi}}_k}{\partial x_i} + \widehat{\nu_{sm} \frac{\partial \overline{\chi}_k}{\partial x_i}}$

Ainsi, il est possible de déterminer localement et dynamiquement le nombre de Schmidt dans l'écoulement pour calculer la diffusion de sous maille des espèces. Cette méthode a l'avantage d'être plus représentative de la turbulence, mais requiert des temps de calcul plus longs et nécessite des traitements numériques supplémentaires afin d'assurer la stabilité du calcul et d'éviter que le nombre de Schmidt prenne des valeurs inférieures à zéro.

1.4.3 Reynolds Averaged Navier Stokes (RANS)

La modélisation de type RANS est une approche statistique qui résout uniquement l'écoulement moyen. Les variables de vitesse, pression, température et fraction massique des espèces, notées ϕ, sont décomposées en valeurs moyennes temporelles $\langle \phi \rangle$ et valeurs fluctuantes ϕ' selon la décomposition de Reynolds (1894).

$$\phi(x_i,t) = \langle \phi(x_i,t) \rangle + \phi'(x_i,t) \tag{1.32}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La moyenne temporelle sur une durée T est donnée par :

$$\langle \phi(x_i,t) \rangle = \lim_{T \to +\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \phi(x_i,t) dt \tag{1.33}$$

Cette démarche nécessite que le temps caractéristique T soit plus important par rapport à l'échelle de la turbulence pour éviter le filtrage spatial des structures turbulentes.

Cette décomposition est introduite dans les équations de l'écoulement, qui sont alors moyennées dans le temps. Ainsi, toutes les échelles de la turbulence sont modélisées. Cette stratégie est donc stationnaire, car elle ne résout pas le mouvement instantané du fluide, les petites structures sont supprimées à travers les moyennes temporelles d'ensemble. L'approche RANS est moins coûteuse que la LES en ressources et en temps CPU, car la taille de maillage et le pas de temps nécessaires à l'étude sont plus importants, ce qui en fait la méthode la plus utilisée dans le milieu industriel.

Les équations du modèle RANS sont données en formulation compressible par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \langle \rho u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \tag{1.34}$$

$$\frac{\partial \langle \rho u_i \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(\rho \langle u_j \rangle \langle u_i \rangle\right) = -\frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}\left(2\mu \langle S_{ij} \rangle - \frac{2}{3}\delta_{ij} + R_{ij}\right) \tag{1.35}$$

$$\frac{\partial \langle \rho E \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\left(\rho \langle E \rangle + \langle P \rangle\right)\langle u_i \rangle\right) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\langle u_j \rangle \left(2\mu \langle S_{ij} \rangle - \frac{2}{3}\mu \delta_{ij} \frac{\partial \overline{u}_k}{\partial x_k} + R_{ij}\right) - \lambda \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_i} + \theta_i\right) \tag{1.36}$$

$$\frac{\partial \langle \rho \chi_k \rangle}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho \langle u_i \rangle \langle \chi_k \rangle\right) = \frac{\partial}{\partial x_i}\left(\rho D \frac{\partial \langle \chi_k \rangle}{\partial x_i} + \psi_i\right) \tag{1.37}$$

R_{ij}, θ_i et ψ_i sont respectivement le tenseur des contraintes de Reynolds, le flux de chaleur turbulent et le flux de diffusion turbulente. Ce sont des termes non résolus dépendant des champs fluctuants donnés par :

$$R_{ij} = -\langle \rho u_i' u_j' \rangle \quad ; \quad \theta_i = -\langle \rho u_i' h' \rangle \quad ; \quad \psi_i = -\langle \rho u_i' \chi' \rangle$$

Le système nécessite donc une fermeture qui est réalisée à travers différents modèles classés en deux catégories suivant l'ordre de fermeture : i) les modèles de premier ordre qui relient le champ des grandeurs inconnues aux valeurs moyennes à travers le concept de viscosité turbulente, les inconnues du système sont alors les valeurs du champ moyen de l'écoulement seulement, ii) Les modèles de second ordre qui appliquent une deuxième fermeture au système et retiennent comme inconnues, outre les valeurs moyennes, les valeurs des champs fluctuants (modèle RSM) et lèvent l'hypothèse d'isotropie.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

a. Viscosité turbulente

La fermeture consiste à relier linéairement les champs fluctuants aux champs moyens à travers le concept de viscosité turbulente proposé par Boussinesq [83]. Par analogie à l'équation de Newton décrivant le comportement d'un fluide Newtonien via les contraintes de viscosité moléculaire, la viscosité turbulente est donnée par la formule suivante :

$$\langle \rho u_i' u_j' \rangle = -\mu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} = -\rho \nu_t \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) + \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} \tag{1.38}$$

μ_t est la viscosité turbulente, considérée comme constante par Boussinesq [83], et k est l'énergie cinétique turbulente.

La différence entre la viscosité turbulente μ_t et la viscosité de sous maille μ_{sm} issue de l'approche LES se situe au niveau de l'échelle de dissipation. En effet, dans l'approche RANS, celle-ci représente la dissipation de tout le spectre d'énergie, contrairement à la LES où elle ne représente que celle due à la partie non-résolue des petites échelles.

La viscosité turbulente reflète l'agitation turbulente dans l'écoulement, elle résulte des conditions de celui-ci et ne peut donc pas être considérée comme constante. Pour évaluer cette viscosité, plusieurs approches ont été mises au point, dont la plus simple est basée sur la détermination de l'échelle de longueur de l'agitation turbulente, dite longueur de mélange "l". Elle a été proposée par Prandtl en 1925, par inspiration au libre parcours moyen de la théorie cinétique des gaz. Ainsi, la viscosité turbulente est directement proportionnelle à l'échelle de longueur.
Physiquement, la viscosité turbulente est également étroitement liée aux échelles de vitesse de l'agitation turbulente, ce qui conduit à une amélioration du modèle précédent en se basant sur une simple analyse dimensionnelle. Ainsi, il a été montré que la viscosité turbulente est proportionnelle au produit de l'échelle de vitesse et de l'échelle de longueur telles que $\nu_t \approx C_\mu u' l$, avec u' l'échelle de vitesse de l'agitation turbulente et C_μ une constante. L'échelle de vitesse u' est obtenue en se basant sur une approche dite à 1 équation, qui permet de la déterminer via la résolution d'une équation de transport supplémentaire, à savoir l'équation de l'énergie cinétique turbulente k, où $u' \approx k^{1/2}$. Ainsi, la viscosité turbulente est évaluée en considérant les échelles de vitesse et de longueur, et revient à $\nu_t \approx C_\mu l k^{1/2}$. Dans ce modèle, les équations du mouvement moyen ainsi que celle de l'énergie cinétique turbulente k sont donc résolues.
Pour une meilleure estimation de la viscosité turbulente, une troisième catégorie de modèles a vu le jour : ce sont les modèles dits à 2 équations, permettant de déterminer l'échelle de longueur d'une manière plus rigoureuse que celle basée sur la longueur de mélange dans la théorie de Prandtl. Elle s'obtient en résolvant une équation de transport supplémentaire qui dépend du modèle.
Le principe mathématique, les avantages et les inconvénients de ces modèles de premier ordre à 2 équations ($k-\varepsilon$, $k-\varepsilon$ bas Reynolds, $k-\varepsilon$ RNG et $k-\omega$), et de deuxième ordre (RSM) sont présentés en détail en Annexe A. Seul le modèle $k-\omega$ sst est présenté dans le corps principal de cette thèse, car il sera utilisé dans

Licence CC BY-NC-ND 3.0

certains calculs par la suite, du fait des avantages qu'il offre, comme expliqué dans ce qui suit.

- **Modèle $k-\omega$ SST (Shear Stress Transport)**

Le modèle $k-\omega$ SST proposé par Menter [84] est le modèle de fermeture à 2 équations le plus abouti, car, étant hybride, il combine les avantages des modèles : k-ω classique [85] (détaillé en Annexe A) qui donne des résultats satisfaisants en proche paroi où le nombre de Reynolds est faible, et k-ε standard [86] (détaillé en Annexe A) qui est adapté à la turbulence pleinement développée à haut nombre de Reynolds.
Cette approche hybride consiste plus précisément à utiliser un modèle $k-\omega$ en proche paroi et un modèle similaire au $k-\varepsilon$ (réécrit en variable $k-\omega$ avec des termes ajustés pour reproduire le comportement du $k-\varepsilon$) dans la couche externe de l'écoulement. Une fonction permet la transition progressive et continue entre les deux formulations, évitant ainsi un changement brutal du modèle.

La viscosité turbulente du modèle $k-\omega$ SST est calculée suivant une échelle de longueur l qui s'appuie sur le taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente ω, étant une échelle caractéristique des grands tourbillons ($\omega = k^{1/2}/l$, avec k l'énergie cinétique turbulente, il est également défini comme étant $\omega = \varepsilon/k$, avec ε la dissipation classique). Cette formulation permet une mesure de l'échelle de temps caractéristique des fluctuations turbulentes T, étant l'inverse de ω, tel que $T = 1/\omega$. Cela permet au modèle de s'ajuster dynamiquement aux petites échelles présentes dans les régions proches des parois et dans les zones à fort gradient de vitesse. L'échelle de vitesse est déterminée sur la base de l'énergie cinétique turbulente k. Ainsi, la viscosité turbulente est proportionnelle au produit de l'échelle de vitesse et de l'échelle de longueur, elle est donnée par l'équation 1.39 en assurant une transition entre les deux modèles.

$$\mu_t = \frac{\alpha \rho k}{max(\alpha\omega, ||S||F)} \tag{1.39}$$

α est une constante qui vaut $\sim 0{,}31$, et $||S||$ est la norme du tenseur des taux de déformation. F est la fonction qui permet de faire un passage progressif entre les deux formulations du modèle, elle dépend de : k, ω, y qui est la distance normale à la paroi ainsi que ν, la viscosité cinématique du fluide. A très proche paroi, la fonction F tend vers 0, et elle tend vers 1 très loin de la paroi.

Les équations résolues dans le modèle sont similaires à celles du modèle $k-\omega$ et sont données par :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu + \mu_t/\sigma_k\right)\frac{\partial k}{\partial x_i}\right] + P_k - \Gamma_k \tag{1.40}$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu + \mu_t/\sigma_\omega\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_i}\right] + P_\omega - \Gamma_\omega \tag{1.41}$$

P_k et P_ω représentent les termes de production d'énergie cinétique turbulente et de dissipation turbulente. Γ_k et Γ_ω représentent la dissipation de k et ω par la turbulence. σ_k et σ_ω sont les nombres de Prandtl turbulents pour k et ω respectivement.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Le modèle $k-\omega$ SST est donc adapté pour les différentes zones de l'écoulement, car il permet de garder une bonne précision dans les zones externes (écoulement libre), tout en assurant stabilité et robustesse en présence de parois et de couches limites.

b. Flux de chaleur turbulent et flux de diffusion des espèces turbulentes

La fermeture consiste à relier linéairement les champs fluctuants aux champs moyens à travers le concept de diffusivité thermique turbulente et de diffusivité des espèces turbulentes via les formules suivantes :

$$\theta_i = -\lambda_t \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} = -\alpha_t \rho C_p \frac{\partial \langle T \rangle}{\partial x_j} \qquad ; \qquad \psi_i = -D_t \frac{\partial \langle \psi \rangle}{\partial x_j}$$

Pour fermer le système, la diffusivité thermique turbulente et la diffusivité des espèces turbulentes sont modélisées via un concept basé respectivement sur les nombres de Prandtl et Schmidt turbulents.

- **Modèle de fermeture à nombre de Prandtl turbulent imposé**

Basée sur une analogie de Reynolds et sur le concept du nombre de Prandtl turbulent, la diffusivité thermique turbulente des espèces est donnée par

$$\alpha_t = \frac{\nu_t}{Pr_t} \tag{1.42}$$

Pr_t est le nombre de Prandtl turbulent, sa valeur est usuellement prise égale à 0,85.

- **Modèle de fermeture à nombre de Schmidt turbulent imposé**

Basée sur une analogie de Reynolds et sur le concept du nombre de Schmidt turbulent, la diffusivité turbulente des espèces est donnée par la formule suivante :

$$D_t = \frac{\nu_t}{Sc_t} \tag{1.43}$$

Sc_t est le nombre de Schmidt turbulent, dans cette approche sa valeur est imposée, elle est prise dans l'intervalle entre 0,6 et 1.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

En résumé, l'approche de modélisation RANS basée sur des moyennes temporelles des équations de conservation est très répandue en raison de la simplicité de sa mise en œuvre, de sa robustesse, ainsi que des temps de calcul relativement faibles qu'elle nécessite. Cependant, celle-ci conduit à un lissage (moyenne) des fluctuations turbulentes et à des résultats moins précis, surtout dans les écoulements fortement instationnaires. Cette limite est accentuée par une viscosité turbulente qui est déterminée sur tout le spectre d'énergie, engendrant ainsi une diffusion supplémentaire dans les solutions. De plus, malgré la variété de modèles de fermeture développés et améliorés ($k-\varepsilon$, $k-\varepsilon$ bas Reynolds, $k-\varepsilon$ RNG et $k-\omega$, $k-\omega$ sst et RSM), cette approche est plus adéquate en turbulence isotrope pleinement développée (avec présence de paroi ou couche limite, prises en compte soit par le modèle ou par l'ajout des lois de parois), à l'exception du modèle RSM qui lève cette hypothèse. Elle n'est pas conseillée pour les écoulements turbulents fortement anisotropes et instationnaires, avec présence de structures de différentes échelles spatiales et temporelles.

Approche URANS

L'approche URANS (*Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes*) est fondée exactement sur le même principe que l'approche RANS, avec des modèles de fermeture similaires s'appuyant sur les mêmes constantes empiriques. Les équations résolues sont identiques aux RANS, à la différence de la prise en compte du terme temporel $\frac{\partial}{\partial t}$, qui était nul dans l'approche stationnaire. Cette approche permet d'aboutir à une solution moyenne plus conforme et réaliste par rapport à celle issue de l'approche RANS. La prise en compte du facteur temps confère au modèle la capacité de capturer certains phénomènes instationnaires.

1.4.4 Conclusion

Les trois approches de modélisation vues précédemment permettent de simuler les écoulements turbulents d'une manière globale (RANS), rigoureuse (LES) ou exacte (DNS). Pour récapituler, la DNS résout toutes les échelles spatio-temporelles de la turbulence sans aucune modélisation, par la résolution des équations de conservation sur des maillages très fins dont la taille est inférieure à l'échelle dissipative, ce qui conduit à des coûts de calcul très élevés. Elle ne peut donc être utilisée que sur des configurations simples à faible nombre de Reynolds. L'approche LES résout les grandes échelles de l'écoulement porteuses d'énergie et modélise les petites à travers l'utilisation d'une viscosité, d'une diffusivité thermique ou d'une diffusivité des espèces de sous maille. Cette approche est déterministe, elle permet de décrire l'écoulement rigoureusement, avec un coût de calcul moins important que celui de la DNS, car les maillages sont déraffinés. Les méthodes RANS modélisent toutes les échelles de la turbulence, elle sont donc beaucoup moins précises et moyennées dans le temps, mais permettent tout de même de décrire globalement l'écoulement et d'accéder à des informations moyennes sur les grandeurs étudiées. Les coûts de calcul sont modérés par rapport aux deux approches précédentes. La figure 1.29 compare les trois approches de modélisation en fonction des échelles résolues et des échelles modélisées, représentées sur le spectre de l'énergie cinétique turbulente en (a), et récapitule en (b) le principe de fonctionnement de ces méthodes pour résoudre une variable de l'écoulement ϕ dans le temps.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

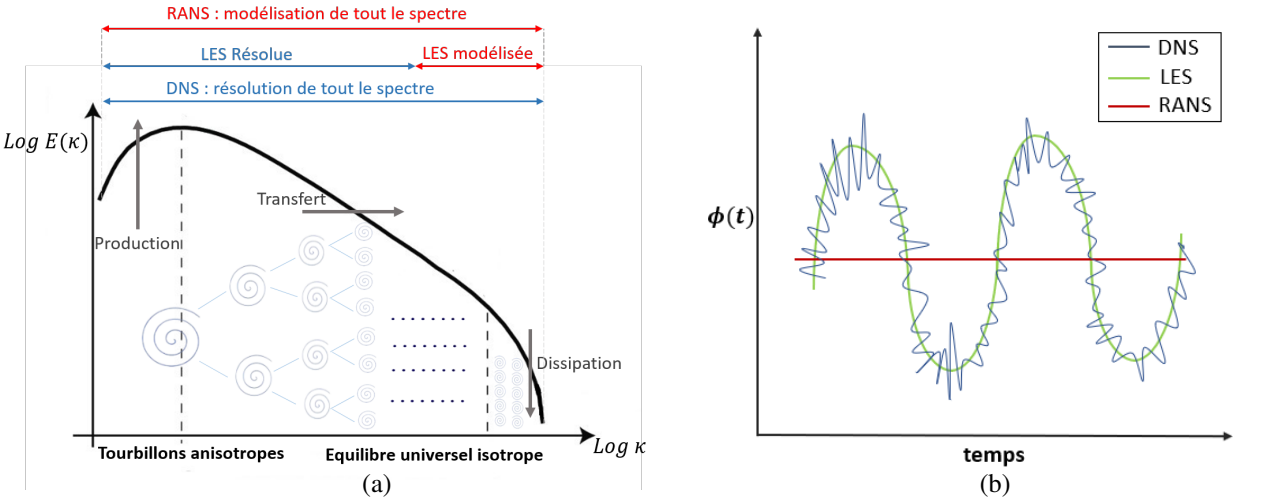
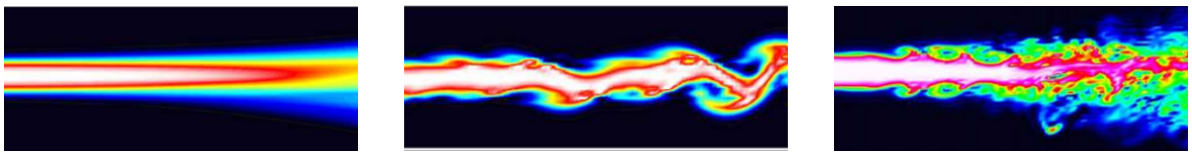


FIGURE 1.29 – (a) : Échelles résolues et échelles modélisées selon les approches DNS, LES et RANS représentées sur le spectre d'énergie cinétique turbulente, où E(κ) représente l'énergie cinétique turbulente et $\kappa = 2\pi/l$ représente le nombre d'onde ; (b) : Résolution de la variable ϕ dans le temps par les trois approches de modélisation.

La figure 1.30 de [87] illustre une simulation d'un jet turbulent lors d'une combustion avec les trois approches de modélisation. Les caractéristiques de chaque méthode sont retrouvées au niveau des résultats :

- La simulation numérique directe à permis de décrire précisément le détachement de toutes les petites structures tourbillonnaires au niveau du jet, la turbulence est parfaitement représentée, au prix de temps de calcul long ;
- l'approche LES ne prédit pas toutes les petites structures tourbillonnaires, mais elle permet de résoudre les plus grandes échelles turbulentes, et offre un très bon compromis entre précision des résultats et temps de calcul. De ce fait son utilisation en milieu industriel commence à s'étendre surtout avec la croissance des moyens de calcul actuels ;
- l'approche RANS ne permet aucun détachement de tourbillons dans la simulation et le jet n'est pas déstabilisé, ceci est une conséquence directe du caractère moyenné et dissipatif du modèle dû à la viscosité turbulente qui modélise toutes les échelles de turbulence.



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

FIGURE 1.30 – Comparaison de la simulation numérique d'un écoulement turbulent en combustion [87] avec les approches : RANS (a), LES 'b) et DNS (c).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.5 Méthodes mathématiques pour estimer les échelles de turbulence

La complexité d'un écoulement turbulent est en relation directe avec la variété des échelles de longueur et de temps qu'il contient. Une bonne compréhension de cette turbulence requiert une analyse approfondie de ces échelles. C'est pour cela que nous nous intéressons, dans cette section, aux différentes méthodes qui permettent leur estimation, en présentant leur fondement mathématique.

1.5.1 Analyse dans l'espace physique (spatial, temporel)

Il est possible d'observer les grandes échelles d'écoulement par différentes visualisations, comme celle de la vorticité. Cependant, il existe des outils mathématiques et statistiques qui permettent d'estimer directement et qualitativement ces grandeurs caractéristiques de l'écoulement à partir de données numériques. Pour cela, nous allons nous intéresser à la méthode des auto-corrélations spatiales [88, 89] et à celle de la Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD) [90]. Ces deux méthodes permettent de déterminer respectivement l'échelle intégrale ainsi que l'échelle des structures cohérentes dominantes porteuses d'énergie.

a. Fonction d'auto-corrélation spatiale

Les fonctions de décorrélation de vitesse ont une importance cruciale en turbulence, car elles permettent d'estimer les échelles intégrales. Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser uniquement aux fluctuations de vitesse u', car, ayant des variations aléatoires, elles permettent d'étudier les structures tourbillonnaires ainsi que le transport des quantités turbulentes.
Les corrélations des fluctuations de vitesses sont définies par le tenseur de Reynolds, elles sont données par :

$$R_{ij} = \langle u_i' u_j' \rangle \tag{1.44}$$

u_i' et u_j' sont les fluctuations de vitesse dans les directions i et j, $\langle . \rangle$ représente une moyenne statistique d'ensemble (spatiale ou temporelle).

La fonction de corrélation est obtenue en normalisant l'équation (1.44) par la variance des fluctuations de vitesse, afin que celle-ci soit adimensionnée, comparative et bornée, n'excédant pas l'unité. On obtient alors :

$$R_{ij} = \frac{\langle u_i' u_j' \rangle}{\sqrt{\langle u_i'^2 \rangle}\sqrt{\langle u_j'^2 \rangle}} \tag{1.45}$$

Pour estimer les tailles caractéristiques des tourbillons, la notion de fonction de corrélation en 2 points x et $x+r$, r étant le décalage spatial, a été introduite, elle est donnée par :

$$R_{ij}(r,t) = \frac{\langle u_i'(x,t) u_j'(x+r,t) \rangle}{\sqrt{\langle u_i'^2 \rangle}\sqrt{\langle u_j'^2 \rangle}} \tag{1.46}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

$u'_i(x,t)$ et $u'_j(x+r,t)$ sont les fluctuations de vitesse à l'instant t aux deux positions considérées.
Cette fonction de corrélation est dite croisée car elle met en relation les différentes composantes de la vitesse fluctuante. De ce fait, elle permet de mesurer le couplage entre deux différentes directions de la turbulence et non d'estimer les longueurs caractéristiques de celle-ci.

Dans le but de caractériser les dimensions des plus grandes échelles, la fonction d'auto-corrélation est utilisée. Celle-ci est obtenue en substituant les composantes croisées par une même et unique composante de vitesse. Ainsi, l'auto-corrélation spatiale, qui mesure la corrélation d'une même composante de vitesse avec elle-même entre deux positions différentes à un instant donné, est donnée par la formule suivante :

$$R(r,t) = \frac{\langle u'(x,t)u'(x+r,t)\rangle}{\langle u'^2(x,t)\rangle} \tag{1.47}$$

Elle permet de montrer comment cette fluctuation se "souvient" d'elle-même à différentes distances. Ainsi, la distance sur laquelle u' reste corrélée est directement mise en évidence grâce à la normalisation et l'adimensionnement de la fonction (équation (1.45)). En effet, le coefficient d'auto-corrélation vaut 1 à r= 0 par construction et tend vers 0 en s'éloignant du point initial, ce qui signifie que la fluctuation de vitesse s'est totalement décorrélée et a perdu toute mémoire de son état initial, conséquence de la turbulence. A l'inverse, si la fonction d'auto-corrélation ne décroît pas et reste égale à l'unité, cela voudra dire qu'elle est toujours corrélée avec elle même, synonyme d'absence de tout état turbulent dans l'écoulement.

La fonction d'auto-corrélation permet de définir l'échelle caractéristique des plus gros tourbillons porteurs d'énergie (échelle intégrale) L, par intégration de la fonction d'auto-corrélation spatiale $R(r,t)$ jusqu'au premier zéro de la fonction :

$$L = \int_0^\infty R(r,t)dr \tag{1.48}$$

b. Analyse par Décomposition Orthogonale aux Valeurs Propres (POD)

La POD (*Proper Orthogonal Decomposition*) [90] est un outil mathématique puissant développé et utilisé dans des domaines très variés : statistiques, traitement de signal, compression de données... D'une manière générale, la POD est une méthode linéaire appliquée à un problème non linéaire qui, pour caractériser la dynamique d'un signal, s'appuie sur un traitement statistique de celui-ci pour en extraire une certaine cohérence ou organisation : un "ordre" du "désordre" global. Ainsi, la POD recherche les aspects déterministes et organisés d'un signal sans ignorer son caractère aléatoire et stochastique. Cette méthode a été introduite et adaptée pour la première fois dans le contexte d'écoulement turbulent par Lumley [91] afin d'extraire les structures cohérentes à partir de données numériques. Mathématiquement, celle-ci est basée sur la résolution d'un système aux valeurs propres servant à déterminer les structures cohérentes.
Le fondement de base de la POD consiste à approximer un signal $v(X,t)$ de l'écoulement par une somme de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

fonctions de base spatiales $\phi_i(X)$ pondérées par des coefficients temporels $a_i(t)$ tels que :

$$v(X,t) = \sum_{i=1}^{\infty} a_i(t)\phi_i(X) \tag{1.49}$$

Pour définir une base orthogonale Φ adaptée au signal $v(x,t)$, il faut que la projection moyenne du signal soit maximale sur cette base, c'est à dire qu'il faut que les fonctions ϕ_i satisfassent la maximisation suivante :

$$Max_{\phi} = \frac{\langle (v,\phi)^2 \rangle}{||\phi||^2} \tag{1.50}$$

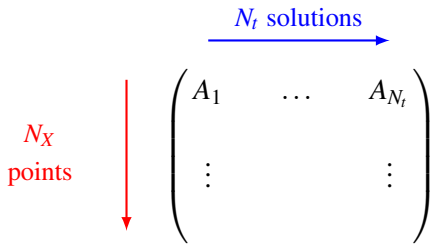
où : (.,.) représente le produit scalaire. La solution de ce problème de maximisation sous contrainte d'Euler-Lagrange est donnée par l'équation intégrale de Fredholm du premier ordre :

$$\int_D \langle v(x,t)v(x',t)\rangle \phi_j(x')dx' = \lambda_j \phi_j(x) \tag{1.51}$$

D représente l'espace du signal $v(x,t)$, $\langle v(x,t)v(x',t)\rangle$ est le tenseur d'auto-corrélation spatiale $R(x,x')$ défini précédemment par $R(r,t)$, où r représente la distance entre les deux points x et x'.
Ainsi, les vecteurs propres du tenseur d'auto-corrélation R représentent les fonctions de base de la POD.

Méthode des Snapshots

La méthode POD originale présentée précédemment peut devenir très exigeante en termes de temps de calcul. En effet, son application sur un ensemble de données tridimensionnelles issues d'un écoulement résolu sur une grille de calcul de N points va impliquer la résolution d'un système de dimension $3N^2$, ce qui peut devenir très contraignant lorsque les grilles de calcul sont fines. De ce fait, Sirovich [92] a introduit une version équivalente de la formulation originale de la POD, appelée méthode des échantillons (snapshots method), beaucoup moins contraignante : pour construire le tenseur d'auto-corrélation, celle-ci résout le système sur l'ensemble des échantillons issus des différents pas de temps et non sur les nœuds de la grille de calcul.
Ainsi, une matrice des Snapshots (échantillons) est construite de manière à ce que chacune de ses colonnes corresponde à un échantillon, c'est à dire à une solution de la variable souhaitée à un pas de temps, et chaque ligne correspond à sa solution à un point spatial. Pour N_X points en espace (pour un calcul en 3D, $N_X = N_x \times N_y \times N_z$) et pour N_t solutions en temps, la matrice des Snapshots aura une dimension de $N_X \times N_t$.



Construction de la matrice des échantillons

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Une fois la matrice des échantillons construite, la matrice de corrélation est calculée en évitant le calcul direct de la matrice de covariance de grande dimension. Ceci est réalisé en exploitant directement les échantillons du champ étudié, tels que :

$$C_{ij} = \frac{1}{N_t} \int_D v(X,t)v(X,t')dX \tag{1.52}$$

La matrice de corrélation obtenue est de taille $N_t \times N_t$, elle représente une mesure de la corrélation entre les différents instants de la simulation, il s'agit d'une auto-corrélation temporelle globale du champ qui donne une information sur la persistance des structures cohérentes dans le temps. Le problème aux valeurs propres associé à la matrice de corrélation C_{ij} est ensuite résolu tel que : $Ca_i = \lambda_i a_i$
λ_i sont les valeurs propres du système ; elles représentent l'énergie associée à chaque mode i, les coefficients a_i sont les vecteurs propres qui seront utilisés pour la reconstruction des modes propres POD ϕ_i.

Les modes propres de la POD $\phi_i(X)$ sont ensuite obtenus par combinaison des échantillons avec les vecteurs propres, tels que :

$$\phi_i(X) = \sum_{k=1}^{N_t} a_i^k v_i(X) \tag{1.53}$$

L'analyse POD permet de déterminer des modes ϕ_i orthogonaux qui sont classés par ordre décroissant de leur contribution énergétique dans l'écoulement : les premiers modes sont les plus énergétiques, et ils sont associés aux plus grandes valeurs propres du système, qui capturent la plus grande partie de l'énergie correspondant aux structures dominantes de l'écoulement, généralement représentatives des grandes échelles turbulentes. Ainsi, l'analyse de la forme spatiale des premiers modes permet d'identifier la forme des plus gros tourbillons.
Il faut souligner aussi que, comme la POD est une méthode globale, les structures dominantes sont identifiées sur l'ensemble du domaine et non localement. Ceci permet de capturer les structures cohérentes qui constituent généralement les plus grandes structures organisées présentes dans l'écoulement.

1.5.2 Analyse dans l'espace spectral (fréquence, nombre d'onde)

Les méthodes spectrales sont largement utilisées en turbulence, car elles permettent également d'en estimer les différentes échelles par analyse des différents champs turbulents. Contrairement aux méthodes locales qui s'appuient sur les champs calculés dans l'espace et dans le temps pour caractériser la turbulence, celles-ci sont plus globales, car basées sur des décompositions de ces champs en série de Fourier dans l'espace spectral.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Pour rappel, la transformée de Fourier d'une fonction f est définie dans les trois dimensions de l'espace comme suit :

$$\hat{f}(\xi) = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^3 \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{-i(\xi.x)} dx \tag{1.54}$$

$f(x)$ est la fonction dans l'espace physique (vitesse, température ...), $\hat{f}(\xi)$ est sa fonction correspondante dans l'espace spectral.
En se basant sur la définition de la transformée de Fourier, deux situations sont possibles :

- Dans le cas où la variable physique "x" représente le temps en [s], la variable $\hat{f}(\xi)$ correspondante dans l'espace spectral correspond à une fréquence [Hz] ;
- Dans le cas où la variable physique "x" représente une distance en [m], la variable $\hat{f}(\xi)$ correspondante dans l'espace spectral correspond à l'inverse d'une longueur, ou nombre d'onde κ [m^{-1}].

Inversement, le passage de l'espace spectral à l'espace physique est réalisé comme suit :

$$f(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{f}(\xi) e^{i(x.\xi)} d\xi \tag{1.55}$$

L'intérêt du passage du domaine physique au domaine spectral réside dans le fait que celui-ci permet la séparation et l'analyse des contributions de chaque échelle (ou fréquence) dans l'énergie totale du système. De plus, cette démarche offre une bonne quantification des transferts d'énergie qui interviennent entre les différentes échelles, conduisant à une meilleure compréhension de la distribution de cette énergie dans l'espace ou dans le temps. Ainsi, chaque structure de taille l est associée à un mode de vibration de nombre d'onde k, dont les grandes valeurs correspondent aux petits tourbillons et inversement.
La turbulence est souvent étudiée de manière statistique, compte tenu du désordre qui la caractérise. Dans le domaine spectral, cela est effectué par la densité spectrale d'énergie cinétique turbulente, qui est définie pour décrire la répartition de l'énergie en fonction des nombres d'ondes ou des fréquences des échelles. Elle est évaluée sur la base du spectre du tenseur des corrélations doubles des fluctuations de vitesse $\hat{R}_{ij}$, défini comme étant la transformée de Fourier du tenseur R_{ij} donnée par :

$$R_{ij}(r,t) = \langle u_i'(x,t) u_j'(x+r,t) \rangle \tag{1.56}$$

Ainsi, en effectuant la transformée de Fourier inverse donnée par (1.54) pour $\frac{1}{2}R_{ij}$, nous avons :

$$\frac{1}{2}R_{ij}(r,t) = \frac{1}{2}\int \hat{R}_{ij}(k,t) dk \tag{1.57}$$

L'intégration de $\frac{1}{2}\hat{R}_{ij}$ sur l'ensemble de l'espace k donne la densité d'énergie turbulente $E(k,t)$, telle que :

$$E(k,t) = 2\pi k^2 \hat{R}_{ij}(k,t) \tag{1.58}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Densité spectrale d'énergie cinétique turbulente

Dans le cas de résultats issus de simulations numériques, la transformée de Fourier en forme discrète est utilisée pour le calcul de la densité spectrale. Celle-ci est déterminée pour des données : i) spatiales (densité spectrale en fonction des nombres d'onde) ; ii) temporelles (densité spectrale en fonction des fréquences), tel qu'expliqué ci-après.

a. Densité spectrale en fonction des nombres d'onde κ

La densité spectrale d'énergie cinétique turbulente est obtenue par l'application d'une transformée de Fourier sur les corrélations de vitesse fluctuantes à deux points différents et à un instant fixe t par :

$$E(\kappa,t) = \frac{1}{2}\sum_{k}\left|\hat{u}'(\kappa,t)\right|^2 \tag{1.59}$$

$\hat{u}'(\kappa,t)$ est la transformée de Fourier de la fluctuation de vitesse $u'(\kappa,t)$, de longueur d'onde κ à l'instant considéré t.
Les nombres d'onde κ_i sont obtenus à partir du pas spatial du maillage par : $\kappa_i = \frac{2\pi}{L}i$, où L représente la dimension du domaine dans la direction considérée, et i un nombre entier. Les nombres d'onde minimal et maximal sont alors : $\kappa_{min} = \frac{2\pi}{L}$; $\kappa_{max} = \frac{\pi}{\Delta x}$, Δx étant le pas de discrétisation spatiale.

Estimation des échelles de turbulence :

A partir de la densité spectrale d'énergie cinétique turbulente, il est possible d'estimer directement l'échelle intégrale L, selon Monin et Yaglom [93], celle-ci peut être donnée par :

$$L = \frac{\pi}{2}\frac{\int_0^\infty \kappa^{-1}E(\kappa)d\kappa}{\int_0^\infty E(\kappa)d\kappa} \tag{1.60}$$

L'équation (1.60) est dérivée d'un raisonnement mathématiquement simple expliqué en Annexe B, qui s'appuie sur la définition de l'échelle intégrale basée sur l'intégration de l'auto-corrélation spatiale.
Pour des résultats issus de simulations numériques, les bornes d'intégration de l'équation (1.60) sont les valeurs minimale et maximale de k.
L'échelle de Kolmogorov η, qui correspond à l'échelle des plus petits tourbillons dissipatifs ainsi que leur temps caractéristique, appelé temps de Kolmogorov τ_η, sont donnés par Kolmogorov [94, 95], tel que :

$$\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4} \quad ; \quad \tau_\eta = \left(\frac{\nu}{\varepsilon}\right)^{1/2} \tag{1.61}$$

ν est la viscosité cinématique du fluide, ε est le taux de dissipation turbulente qui peut être calculé à partir de la densité spectrale de l'énergie cinétique turbulente par l'équation 1.62. Cependant, dans le cas de simulations avec une approche de type LES, la dissipation de l'énergie ne provient pas seulement de la viscosité moléculaire, mais aussi de la viscosité turbulente ν_t, qui représente la dissipation de sous maille des petites

Licence CC BY-NC-ND 3.0

échelles non-résolues, Le taux de dissipation turbulente est alors donné par l'équation 1.63

$$\varepsilon = 2\nu \int_0^{\infty} k^2 E(k) dk \tag{1.62}$$

$$\varepsilon = 2(\nu + \nu_t) \int_{\kappa_{min}}^{\kappa_{max}} \kappa^2 E(\kappa) d\kappa \tag{1.63}$$

Pour des données numériques, ε est calculée sur l'intervalle $[k_{min}, k_{max}]$.

b. Densité spectrale en fonction des fréquences

La densité spectrale de l'énergie cinétique turbulente dans l'espace des fréquences est obtenue en effectuant une transformée de Fourier sur les corrélations de vitesse fluctuantes entre deux instants à un point fixe x, tel que :

$$E(f,x) = \frac{1}{2} \sum_t \left| \hat{u}'(f,x) \right|^2 \tag{1.64}$$

$\hat{u}'(f,x)$ est la transformée de Fourier de la fluctuation de vitesse $u'(t,x)$ sur un temps t à la position considérée x, f étant la fréquence correspondante au signal temporel dans l'espace spectral.

Ainsi, à partir de la densité spectrale d'énergie cinétique turbulente dans l'espace des fréquences, il est possible d'estimer directement le temps intégral des plus gros tourbillons T_L suivant :

$$T_L = \frac{\pi}{2} \frac{\int_0^{\infty} f^{-1} E(f) df}{\int_0^{\infty} E(f) df} \tag{1.65}$$

Les bornes d'intégration du spectre sont remplacées par la fréquence minimale f_{min} et la fréquence maximale f_{max} du signal.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.6 Bibliographie sur la modélisation et simulation du développement du jet plasma dans l'air

La simulation du développement du jet de plasma dans l'air nécessite la mise en place de différents modèles pour décrire le plus concrètement possible ce processus. Celui-ci inclut la génération du plasma à l'intérieur de la torche en prenant en compte ou non les différents phénomènes responsables du mouvement de l'arc électrique, l'écoulement du jet à l'extérieur et son mélange avec l'air ambiant au repos, voire son interaction avec un substrat. Cette deuxième étape repose sur la modélisation de l'interaction de ce jet avec l'atmosphère et s'appuie sur la résolution des équations de quantité de mouvement, d'énergie et de transport des espèces, couplées aux équations de la turbulence, induite par le fort cisaillement et les gros gradients de propriétés entre les deux milieux, voire les fluctuations de l'arc électrique.

Cette section présente les différentes approches numériques utilisées pour la modélisation du développement du jet plasma. La précision de cette modélisation dépend de plusieurs paramètres liés principalement :

- au modèle de turbulence utilisé ;
- à la prise en compte ou non de : i) la tridimensionnalité du problème ; ii) l'instationnarité ; iii) la compressibilité ; iv) les réactions chimiques entre les différentes espèces.
- à la façon de modéliser la formation du plasma dans la torche par l'arc électrique, qui peut être soit interne au modèle par une source de chaleur volumique, ou par une modélisation MHD simplifiée (généralement à l'ETL et axisymétrique), soit pris en compte par des conditions aux limites d'entrée (profils de vitesses et de température) obtenus en sortie de torche via une modélisation préliminaire de celle-ci ou issus de mesures expérimentales ;
- aux méthodes numériques utilisées pour la résolution des équations de conservation, telles que les solveurs et les schémas de discrétisation numérique, qui ont également un impact crucial sur la précision de la modélisation.

1.6.1 Hypothèses

La modélisation du jet plasma dans l'air est généralement basée sur plusieurs hypothèses, les plus communément utilisées sont discutées ci-après.

- Le plasma est considéré comme un milieu continu, chacune de ses propriétés varient progressivement dans l'espace et est représentée par une unique valeur ;
- Le gaz est à l'équilibre thermodynamique local (ETL), c'est-à-dire que les espèces lourdes (molécules, atomes et ions) et les électrons ont la même température, et cela en s'appuyant sur les suppositions suivantes [96] :
  - > Une distribution Maxwellienne pour la fonction de distribution des vitesses de chaque espèce ;
  - > Une distribution de Boltzmann pour la densité de population des états excités de chaque espèce ;
  - > L'équilibre chimique pour le calcul des concentrations des espèces présentes ;

Licence CC BY-NC-ND 3.0

> Les températures de translation, d'excitation et de réaction, sont égales.

L'état du plasma est à l'équilibre thermodynamique local dans la plupart du domaine où la répartition de l'énergie entre les espèces lourdes et électrons est efficace, ce qui n'est pas le cas dans les zones de forts gradients : i) à l'intérieur de la torche dans les zones proches électrodes [97] et en périphérie de la colonne d'arc car les phénomènes de diffusion sont prépondérants [98], impliquant un déséquilibre important caractérisé par le rapport θ entre les températures des espèces lourdes T_h et des électrons T_e $\theta = T_h/T_\ell$; ii) à l'extérieur de la torche dans les zones en contact avec l'air ambiant froid du fait des forts gradients de température.

L'hypothèse de l'ETL est donc possible dans le cas où les processus de recombinaison entre électrons et ions équilibrent le processus d'ionisation. Cette condition est satisfaite dans tout le jet plasma à l'extérieur de la torche, sauf ses zones périphériques en sortie de tuyère du fait de la présence de forts gradients thermiques. Cependant, pour des raisons de simplification, et comme cette hypothèse est satisfaite dans la plupart du domaine de calcul [99] surtout à l'extérieur de la torche, celle-ci est considérée applicable dans l'étude du développement du jet plasma dans l'air. Toutefois, certains travaux n'appliquent pas cette hypothèse [100, 101] et utilisent des modèles dits à deux températures nécessitant la résolution de deux équations d'énergie distinctes pour les espèces lourdes et les électrons ;

- Le plasma est optiquement mince, seulement une partie négligeable du rayonnement émis est absorbée par le plasma, ce qui entraîne le refroidissement du jet par rayonnement vers l'air ambiant ;
- Le fluide est Newtonien, les contraintes de cisaillement exercées par celui-ci sont donc proportionnelles au gradient de vitesse ;
- La phase gazeuse est formée d'un mélange d'espèce qui sont considérées le plus souvent non réactives, c'est à dire qu'aucune réaction chimique ne se produit entre le gaz plasmagène et l'air ambiant. La phase gazeuse est donc considérée comme une seule phase multi-espèces dont les propriétés thermodynamiques sont déterminées en fonction de la température, voire de la pression, par des lois de mélange pondérées par les fractions massiques ou volumiques de chacune des espèces. Cette hypothèse est contestable car l'oxygène de l'air peut réagir avec certains gaz plasmagènes comme l'azote et l'hydrogène, mais la chaleur produite lors de ces réactions d'oxydation est négligeable par rapport à celle apportée par l'arc électrique [102]. Certains travaux prennent en considération ces réactions chimiques entre les espèces gazeuses dans le jet plasma [103, 100]. Le milieu est alors considéré comme un mélange multi-éléments composé d'atomes, de molécules, d'ions et d'électrons qui interagissent via des réactions de dissociation, de recombinaison et d'ionisation, le problème est alors de déterminer les schémas de réaction à très haute température ;
- L'écoulement est considéré le plus souvent incompressible [102, 104, 105, 69, 106, 107], cependant, les travaux récents [49, 108] prennent en compte les effets de compressibilité, car le nombre de Mach a été estimé à 0,6 (> 0,3) au centre du jet en sortie de torche ;
- L'écoulement est considéré le plus souvent comme tridimensionnel et instationnaire car c'est la modélisation la plus réaliste pour prendre en compte les différentes caractéristiques de la turbulence ainsi que les effets induits par le mouvement de l'arc dans la torche [102].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.6.2 Représentation de la génération du plasma

Pour modéliser le développement du jet plasma dans l'air, il est primordial d'avoir une description de sa formation à la source, à l'intérieur de la torche. Pour y parvenir, deux approches existent, telles que schématisées en figure 1.31 et expliquées dans ce qui suit :

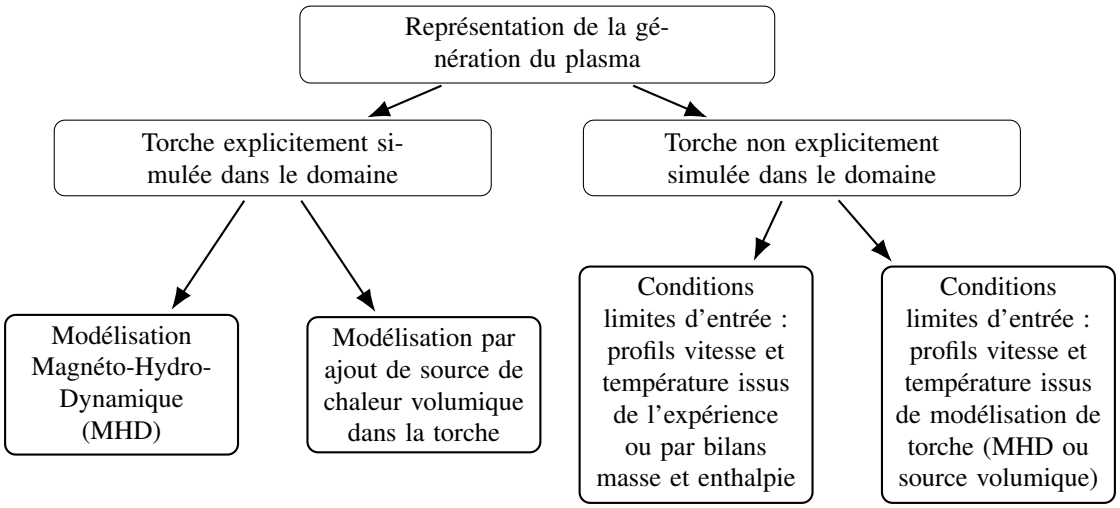


FIGURE 1.31 – Approches de modélisation de la formation du plasma.

- **Approche où la formation du plasma dans la torche est explicitement simulée dans le domaine**

Cette approche implique que tout le processus soit modélisé en même temps, de la génération du plasma à l'intérieur de la torche, au développement extérieur du jet plasma. Dans ce cas, le domaine d'étude inclut toute la torche avec ses détails géométriques liés à l'injection des gaz et aux électrodes, si une modélisation fine de la physique de l'arc est utilisée (approche MHD), ou alors juste une partie de sa tuyère si une modélisation plus simple sous forme de source volumique d'énergie est effectuée.

- **Approche où la formation du plasma dans la torche n'est pas explicitement simulée dans le domaine**

Cette seconde approche est plus simple car elle ne nécessite pas d'inclure la torche dans le domaine d'étude. Ainsi, la génération du plasma à l'entrée du domaine est prise en compte par l'imposition de conditions aux limites d'entrée sous forme de profils de vitesse et de température, obtenus en sortie de tuyère, soit :

> via une simulation préliminaire de la formation du plasma dans la torche (généralement par approche MHD ou plus rarement par source de chaleur volumique) ;

> via des mesures expérimentales.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Dans ce qui suit, une analyse de ces deux types d'approches est présentée, mais avant cela, nous allons d'abord nous intéresser aux différents modèles qui existent pour simuler la formation du plasma dans la torche : i) approche MHD ; ii) source de chaleur volumique. Le but est de juger de la pertinence de ces deux approches.

a. Modélisation par approche Magnéto-HydroDynamique (MHD)

La modélisation réaliste de la formation du plasma à l'intérieur de la torche repose sur la prise en compte des différents phénomènes aérodynamiques, thermiques et électromagnétiques qui sont responsables de la formation de l'arc électrique et de son mouvement à l'intérieur de celle-ci. Elle est réalisée par couplage entre les effets électromagnétiques et les transferts de quantité de mouvement et de chaleur qui s'y produisent. L'approche MHD consiste donc à résoudre les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie simultanément avec les équations de Maxwell et qui sont liées par des termes sources. Ainsi, les effets électromagnétiques de Lorentz, résultant de l'interaction entre le courant d'arc et le champ magnétique induit par celui-ci, sont pris en compte. Bien que complexe, cette méthode a largement été utilisée ces dernières années, car c'est la seule approche qui permet de modéliser assez rigoureusement le comportement de la colonne d'arc et de son pied d'attachement, qui conditionnent le comportement spatio-temporel du développement du jet turbulent.
Les principales différences observées dans les différents travaux de modélisation reposant sur cette approche MHD se situent aux niveaux de : i) la dimensionnalité du problème (bi-dimensionnelle axisymétrique ou tridimensionnelle) ; ii) la prise en compte de l'instationnarité ou non ; iii) la prise en compte ou non des électrodes dans le domaine de calcul pour la modélisation des transferts thermiques et électromagnétiques, et se passer des conditions aux limites artificielles ; iv) de l'hypothèse de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL) selon laquelle le plasma est caractérisé par une température unique, ou par deux températures (2-T), pour lesquelles des distributions Maxwelliennes distinctes sont supposées pour les particules lourdes et les électrons.

Compte tenu des ressources informatiques limitées, les travaux antérieurs par approche MHD [109, 110, 111] dans des torches plasma à courant continu reposaient principalement sur un modèle bidimensionnel et stationnaire à l'ETL. Ces travaux ont permis de constater que les forces électromagnétiques influaient sur les champs d'écoulement, les températures prédites étaient globalement en accord avec la littérature et/ou avec les résultats expérimentaux dans la plupart des régions du domaine de calcul, sauf dans les régions proches des électrodes qui s'écartent de l'hypothèse de l'ETL. Cependant, l'axisymétrie liée à la modélisation en 2D et la stationnarité ne correspondent pas au comportement réel de l'arc.

- **Amélioration du modèle par la prise en compte de l'instationnarité et de la tridimensionnalité**

Dans les travaux récents, si les hypothèses 2D et de stationnarité sont levées, l'hypothèse de l'ETL est adoptée dans de nombreux travaux en raison des simplifications qu'elle apporte ainsi que des temps de calcul relativement "faibles" (par rapport à l'approche à deux températures) qu'elle nécessite. Ainsi, pour pallier au principal désavantage de cette hypothèse qui sous-estime la conductivité électrique du gaz en région proche

Licence CC BY-NC-ND 3.0

anode, les modèles à l'ETL sont généralement modifiés en imposant une conductivité électrique artificiellement élevée dans cette région, afin de pallier l'effet de refroidissement du gaz entraîné par le refroidissement de l'anode et permettre le passage du courant. Ainsi, des modèles tridimensionnels instationnaires à l'ETL sont développés dans les travaux de Huang et al. [112], Moreau et al. [113], Trelles et al. [114, 115, 116], Alaya et al. [117] et Perambadur et al. [118]. Huang et al. [112] ont conclu que le modèle prédit bien les fluctuations de l'arc électrique dans une torche plasma fonctionnant avec de l'argon. Les champs de température et de vitesse moyennés dans le temps en sortie sont en accord avec les mesures expérimentales, mais présentent des écarts avec les travaux basés sur une approche 2-T, qui s'expliquent par la sous estimation de la conductivité électrique du gaz, surtout dans les régions proches de l'anode à l'ETL.

- **Ajout d'un modèle de claquage-réamorçage pour les gaz diatomiques**

Un modèle de claquage-réamorçage de l'arc doit être intégré au modèle MHD pour simuler les courts-circuits et le réamorçage de l'arc responsables des fluctuations de longueur et de position de celui-ci dans des torches fonctionnant avec des gaz diatomiques (argon-hydrogène, argon-hélium...) du fait de la formation d'une couche froide épaisse ($\sim$1 à 2 mm) à la surface de l'anode. Ce mode, décrit initialement par Wutzke et Pfender [19], est caractérisé par d'importantes fluctuations de la tension d'arc, dues principalement au mouvement de l'attachement de l'arc anodique, associé au déséquilibre entre la traînée du fluide et les forces électromagnétiques sur la colonne d'arc et à sa zone d'attachement à l'anode. De ce fait, la colonne d'arc est étirée vers l'aval, conduisant à une augmentation progressive de la tension d'arc et de sa puissance, jusqu'à la rupture de l'arc dans la direction amont, où une nouvelle fixation anodique se forme, réduisant rapidement la longueur de la colonne d'arc, traduite par une chute brutale de la tension. Ainsi, dans les travaux de Moreau et al. [113], Trelles et al. [114, 115, 116], Alaya et al. [117] et Perambadur [118], un modèle représentant le ré-attachement de l'arc en amont de la colonne en extinction est intégré au modèle de base. Il s'appuie généralement sur l'introduction d'une colonne de conductivité électrique plus importante dès que la valeur du champ électrique radial généré au travers de la couche froide atteint une certaine valeur seuil E_c (correspondant généralement à une isotherme de plasma de 7000 K selon le modèle établi par Moreau et al. [113]), afin de reproduire la colonne de rupture. Globalement, ces modèles prédisent un comportement plutôt réaliste de l'arc, avec des valeurs de température des gaz, de rendement thermique, de tension et d'épaisseur de la couche limite de gaz froid proches des valeurs expérimentales. Cependant, le déplacement amont-aval de l'arc à la paroi de l'anode et/ou les variations de tension du signal sont surestimées du fait de l'hypothèse de l'ETL, qui ne prend pas en considération les effets de non-équilibre, en particulier dans les régions d'attachement de l'arc à l'anode. D'autre part, la valeur seuil du champ éléctrique E_c est déterminée de façon empirique et ne permet pas d'ajuster à la fois la fréquence et l'amplitude des fluctuations.

- **Amélioration du modèle par l'ajout des électrodes dans le domaine de calcul**

Afin d'améliorer la modélisation à l'ETL de l'arc électrique fonctionnant en mode de claquage-réamorçage, Alaya et al. [117] ont mis au point un modèle qui inclut la cathode et l'anode dans le domaine de calcul, afin de supprimer la condition aux limites de la densité de courant à la pointe de la cathode, qui est difficile à déterminer. Ceci est réalisé par couplage entre les effets magnétiques, thermiques et dynamiques entre la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

cathode et l'arc électrique, qui permettent une meilleure description de la dynamique de l'arc et des prédictions plus réalistes pour la distribution : de la densité de courant, du champ magnétique, de la température de l'arc, du champ de vitesse, ainsi que de la tension d'arc, qui sont alors encore plus proches des valeurs expérimentales.

- **Amélioration du modèle par la considération de l'état de non équilibre : modèle à 2 températures**

La technique consistant à imposer une conductivité électrique artificiellement élevée dans les zones adjacentes aux électrodes permet notamment de régler le problème de continuité du courant dans la région proche de l'anode dans les modélisations à l'ETL. Cependant, celle-ci affecte la zone d'attachement anodique de l'arc, la tension d'arc et, donc, les distributions de vitesse et de température du plasma qui sont prédites.
De ce fait, et du fait que l'hypothèse de l'ETL n'est respectée dans les plasmas optiquement minces que seulement si : i) les processus de collision entre les électrons dominent les processus radiatifs et gouvernent ainsi les réactions et les transitions dans le plasma ; ii) les gradients de température et des autres propriétés sont faibles pour permettre un taux de diffusion inférieur au taux d'équilibre chimique pour chaque espèce ; iii) le flux convectif est inférieur au taux d'équilibre chimique pour chaque espèce [96]. Cette hypothèse n'est donc pas représentative de l'état du plasma dans les zones proches des électrodes [97], où les processus de collisions ne sont pas dominants et où les flux convectifs sont prépondérants, ainsi que dans les régions de bord où le rayonnement absorbé du centre de l'arc [119] et la diffusion [98] sont très importants. Ainsi, l'état de non équilibre est démontré dans le diagnostic des plasmas thermiques [120], et les modèles à 2-T devraient être plus représentatifs de l'écoulement plasma, surtout à l'intérieur de la torche.
De ce fait, et avec le développement des ressources informatiques, des modèles à 2-T sont mis au point dans différents travaux : Mostaghimi et al. [121], Telles et al. [122, 123], Baeva et al. [124], Zhukovskii et al. [125], Liang et al. [126]. Plus complexes en termes d'équations résolues et de leur couplage (deux équations d'énergie distinctes pour les électrons et les espèces lourdes), ils nécessitent la détermination des propriétés thermodynamiques et de transport pour différents rapports de températures $\theta = T_e/T_h$ (T_e et T_h représentent les températures des électrons et des espèces lourdes). Ces modèles à 2-T supposent généralement un équilibre chimique local, tout en considérant une distribution Maxwellienne pour les espèces lourdes et les électrons, caractérisées par des températures différentes.
D'une manière générale, les résultats issus du modèle à 2-T montrent des similitudes avec ceux du modèle à l'ETL dans la colonne d'arc, qui est caractérisée par une densité électronique élevée où les collisions dans le plasma sont nombreuses, tandis que des écarts importants sont observés dans les zones à fort gradient de propriétés du plasma et dans celles où les collisions entre particules ne sont pas suffisantes, comme à proximité des régions des électrodes.
Afin d'évaluer et de confronter le modèle à l'ETL avec celui à 2-T, Zhukovskii et al. [125] ont comparé les résultats issus d'un modèle instationnaire et tridimensionnel à l'ETL, avec couplage aux électrodes, où l'arc fonctionne en mode de claquage-réamorçage, à ceux issus du même modèle établi à 2-T. Les résultats montrent que le modèle à l'ETL prédit une attache d'arc anodique restreinte qui se déplace sur l'anneau anodique, tandis que le modèle 2-T prédit une fixation d'arc diffuse et stable qui est plus réaliste, ce qui conduit à une tension d'arc prédite par le modèle 2-T plus proche de la tension mesurée. De même, Trelles

Licence CC BY-NC-ND 3.0

et al. [122] qui ont effectué la même comparaison ont observé une meilleure concordance des résultats expérimentaux avec les résultats issus du modèle à 2-T, avec des différences significatives entre les deux modèles en faveur du modèle à 2-T pour : i) le processus de ré-attachement de l'arc ; ii) la tension moyenne ; iii) les températures et vitesses en sortie de torche.

Cette analyse concernant la modélisation de l'arc électrique par approche MHD montre qu'il est important d'avoir un modèle prédictif pour simuler correctement les fluctuations de l'arc dans la torche et, donc, les champs d'écoulement. Ce modèle doit impérativement être tridimensionnel et instationnaire, et de préférence coupler les électrodes et l'arc électrique, en tenant compte de l'état de non équilibre thermodynamique à travers un modèle à 2 températures, afin d'assurer une description plus réaliste de la dynamique de ce dernier.

Compte tenu de la complexité de l'approche MHD, une autre approche plus simple, mais beaucoup moins représentative du comportement de l'arc électrique, est parfois utilisée. Elle est fondée sur l'ajout d'une source de chaleur volumique dans la torche pour représenter le flux de chaleur qui est apporté par l'arc électrique pour chauffer les gaz, elle est présentée dans ce qui suit

b. Modélisation de la torche par ajout de source de chaleur volumique

Cette méthode, plus simple et plus rapide, est utilisée par Eichert et al. [127], Mariaux et al. [102], Meillot et al. et [128, 129] pour prédire approximativement la formation du plasma à l'intérieur de la torche sans modélisation explicite de l'arc. Elle repose sur une source de chaleur volumique constante ou fluctuante (en amplitude et/ou en position) à l'intérieur de la torche, équivalente à l'énergie produite par l'arc électrique, qui est traduite par un terme source dans l'équation d'énergie. La puissance volumique totale est exprimée en fonction du courant d'arc I et de sa tension moyenne U par $P = U \times I$. Elle est imposée sur une partie de la tuyère, suivant une longueur qui permet de respecter le bilan énergétique de la torche, en contrôlant les échanges à la paroi de l'anode-tuyère afin de concorder avec les pertes expérimentales, comme schématisé en figure 1.32.

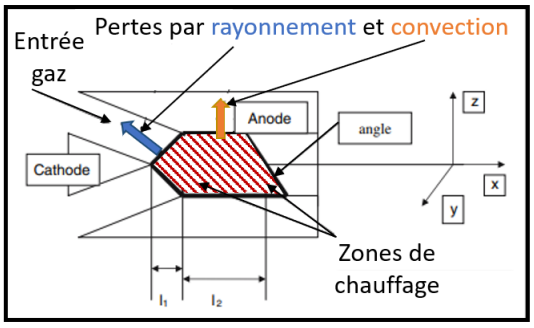


FIGURE 1.32 – Illustration de la méthode de source de chaleur instationnaire en temps et en espace, modifiée de [129].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

De ce fait, les phénomènes locaux liés à l'interaction entre les différentes forces aérodynamiques, électromagnétiques et thermiques associées à l'arc ne sont pas pris en compte. Seul l'effet thermique de l'arc est modélisé en moyenne et permet ainsi le chauffage et l'accélération des gaz plasmagènes pour former le plasma.

Ces différentes approches de modélisation de la formation du plasma dans la torche étant présentées, nous allons nous intéresser de plus près à leur intégration dans la simulation du développement du jet dans l'air, telles qu'abordées précédemment : i) approche où la torche est explicitement simulée dans le domaine ; ii) approche où celle-ci n'est pas simulée, et la représentation du plasma est assurée par l'imposition des conditions aux limites d'entrée issues de la modélisation préliminaire de la torche ou de l'expérience.

c. Approche où la formation du plasma dans la torche est explicitement simulée dans le domaine

La modélisation du développement externe du jet plasma, qui s'appuie sur une modélisation MHD de la formation du plasma dans la torche tout en la représentant explicitement dans le domaine de calcul, présente certains désavantages. En effet, cela implique que :

- la modélisation du développement du jet dans l'air soit effectuée avec le même code que celui de la torche, ce qui n'est pas toujours possible car cela nécessite un code de CFD adapté à plusieurs physiques incluant : i) un modèle MHD pour la torche ; ii) un modèle de turbulence pour le jet ; iii) un modèle Lagrangien pour la phase dispersée (poudre ou suspension) ; iv) un modèle de fragmentation dans le cas d'une injection de suspension, ce qui n'est pas toujours disponible au sein d'un même code ;
- des temps CPU beaucoup plus conséquents, car elle étendra la résolution des équations électromagnétiques à l'extérieur de la torche, ce qui est inutile.

De ce fait, très peu de travaux sont effectués en s'appuyant sur cette méthode, on peut citer Li et al. [130] et Dalir et al. [131] qui prédisent le traitement thermocinétique respectivement pour les particules et les gouttelettes (SPS) injectées dans un jet de plasma, avec inclusion de la torche dans le domaine de calcul. L'arc est modélisé par une approche MHD à l'ETL, respectivement avec le code FAST-3D développé à l'Institute for Hydromechanics en Allemagne, et le logiciel Ansys Fluent, dans lequel est implémentée une fonction utilisateur qui résout les équations de Maxwell pour le champ magnétique.

En revanche, l'approche simplifiée de la source de chaleur volumique a largement été utilisée pour représenter la formation du plasma dans la même simulation que celle du développement du jet. Introduite initialement par Eichert et al. [127] en imposant un chauffage constant sur une partie fixe de la tuyère, elle est ensuite améliorée par Mariaux et al.[102] par une source de chaleur volumique fixe dans l'espace mais variable en intensité dans le temps, suivant la puissance électrique instantanée de la torche. Meillot et al. [129] ont ensuite optimisé cette approche en développant un modèle de source de chaleur instationnaire en espace et en temps plus avancé, qui permet de simuler artificiellement les fluctuations de l'arc électrique en

Licence CC BY-NC-ND 3.0

régime de claquage-réamorçage dans un jet plasma d'argon hydrogène : ceci est réalisé en décomposant le volume de chauffage dans la torche en une partie fixe et stationnaire proche de la cathode, et en une partie tronquée en rotation et de longueur variable, permettant de représenter les variations de longueur de l'arc lors de son attachement, tel qu'illustré en figure 1.32. Cette dernière méthode de volume de chauffage variable est également reprise par Dalir et al.[132], dans le cadre d'une modélisation instationnaire d'un jet plasma d'argon hydrogène dans un procédé SPS.

Toutefois, rappelons que cette approche de source de chaleur volumique présente un inconvénient conséquent : elle ne permet pas de représenter correctement les fluctuations de l'arc électrique et, par conséquent, l'instationnarité spatiale et temporelle du jet de plasma, ce qui influe directement sur les trajectoires des gouttelettes/particules injectées dans le jet, et donc sur la microstructure du dépôt.

d. Approche où la formation du plasma dans la torche n'est pas explicitement simulée dans le domaine

Dans ce cas, des conditions aux limites, qui consistent en des profils de vitesse et de température, sont imposées à l'entrée du domaine de calcul relatif au développement externe du jet de plasma. Ces profils sont issus soit d'une simulation préliminaire de la formation du plasma dans la torche, soit établis expérimentalement.

- **Modélisation du jet plasma via des conditions aux limites d'entrée issues d'une modélisation préliminaire de la torche**

La démarche consiste donc à utiliser des profils de vitesse et de température résolus en temps et en espace obtenus en sortie de torche, prédits par approche MHD ou source de chaleur volumique, comme conditions aux limites d'entrée pour la simulation du développement du jet. Cette approche présente l'avantage d'utiliser un code CFD adapté à la physique requise par les mécanismes de fragmentation (procédé SPS) et de suivi Lagrangien des gouttelettes et des particules, permettant également de gagner des temps CPU conséquents en évitant d'étendre l'approche MHD à l'extérieur de la torche (si celle-ci est utilisée pour modéliser la formation du plasma).
Trois travaux principaux sont basés sur un chaînage entre les résultats en sortie de torche et le modèle du développement du jet turbulent :

- Caruyer et al. [108] et Meillot et al. [133] ont imposé des profils de vitesse et de température instationnaires issus d'une modélisation préliminaire de la formation du plasma dans la torche, suivant la méthode de source de chaleur volumique instationnaire à longueur variable de Meillot et al. [129], pour modéliser le développement du jet turbulent d'Ar-H_2 et d'Ar-He dans l'air ;
- Marchand et al. [134] ont imposé des profils de vitesse et de température résolus en temps et en espace comme conditions aux limites d'entrée à la simulation du jet turbulent d'Ar-H_2, profils issus d'une modélisation fine de l'arc suivant une approche MHD 3D et instationnaire à l'ETL, d'un arc fonctionnant en mode de claquage-réamorçage.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Modélisation du jet plasma via des conditions aux limites d'entrée issues de l'expérience**

Cette approche simple, qui utilise des profils analytiques stationnaires de la vitesse et de la température en sortie de torche, comme conditions aux limites d'entrée à la modélisation du jet plasma externe, a largement été adoptée. Ces profils sont interpolés à partir de mesures expérimentales moyennées dans le temps, ils ont généralement une forme polynomiale donnée par l'équation (1.66).

$$v(r) = V_{max} \times \left[1 - \left(\frac{r}{R_{torche}}\right)^{n}\right] \quad ; \quad T(r) = (T_{max} - T_w) \times \left[1 - \left(\frac{r}{R_{torche}}\right)^{m}\right] + T_w \qquad (1.66)$$

V_{max} et T_{max} sont respectivement la vitesse et la température maximales du plasma sur l'axe du jet en sortie de torche, T_w est la température de la tuyère de la torche ou la température ambiante, selon les modèles. m et n sont des coefficients d'ajustement établis expérimentalement, R_{torche} est le rayon de la torche, et r fait référence à la position radiale.
Ainsi, même si la formation du plasma et l'écoulement à l'intérieur de la torche ne sont pas modélisés, plusieurs auteurs l'ont adoptée pour simuler le développement du jet plasma d'argon ou d'argon hydrogène en régime stationnaire (Williamson et al. [135], Li et al.[104], Xiong et al. [100], Mariaux et al.[102]), ainsi qu'en régime instationnaire (Xiong et al. [100], Wan et al.[136] [137], Qunbo et al. [138], Caruyer [29], Jabbari et al.[49] et Shigeta et al. [69]).

Cette approche ne permet pas de représenter le comportement instationnaire de l'arc à l'intérieur de la torche, puisqu'elle est basée sur des mesures expérimentales moyennées dans le temps, correspondants donc à des profils généralement assez symétriques qui ne présentent pas de points d'inflexion. Ces profils sont éloignés des profils fluctuants en temps et en espace résultants de la modélisation MHD [139] [122], qui sont susceptibles d'initier la turbulence, de par leur déformation et leur dissymétrie, ce qui influe directement sur le développement du jet dans l'air.

1.6.3 Conclusion

Puisque le comportement de l'arc électrique dans la torche influe directement sur le développement externe du jet plasma, et donc sur le traitement thermocinétique des gouttelettes et des particules qui y sont injectées, une modélisation rigoureuse de celui-ci par approche MHD plus représentative de sa physique est nécessaire. Celle-ci est également capable de simuler correctement le comportement du claquage-réamorçage de l'arc pour les gaz diatomiques utilisés pour la projection de céramiques, ce qui est nécessaire. De ce fait, cette approche doit être utilisée dans le cadre d'une modélisation réaliste et précise du développement du jet, soit en incluant la torche dans le domaine de calcul, ce qui est contraignant en termes de temps CPU, ou par le biais de conditions aux limites d'entrée qui permettent l'utilisation de deux codes distincts pour l'écoulement interne et externe, adaptés à la physique de chacun (MHD à l'intérieur, turbulence, fragmentation et suivi Lagrangien à l'extérieur).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.6.4 Modélisation de la turbulence dans les jets plasma

Lors de la modélisation du développement du jet plasma dans l'air au repos, il est nécessaire de bien prédire les phénomènes de turbulence qui engendrent l'engouffrement de l'air à l'intérieur de celui-ci, car ils conditionnent la dispersion des gouttelettes et des particules transportées par le jet en raison de leur faible inertie, ainsi que leur fragmentation et leur traitement cinématique et thermique.

Dans ce cas, la Simulation Numérique Directe n'est pas possible, car le nombre de Reynolds en périphérie du jet est élevé et peut atteindre l'ordre de 9 000 [29], ce qui engendre un nombre de mailles de l'ordre de 800 millions ($9000^{9/4}$) pour une modélisation tridimensionnelle. De ce fait, dans de nombreux travaux, la turbulence est modélisée le plus souvent par une approche de type RANS/URANS en raison de son faible coût de calcul par rapport à l'approche LES.
Les recherches bibliographiques montrent que les modélisations du jet, basées sur des approches moyennées de type RANS/URANS, utilisent des conditions aux limites d'entrée sous forme de profils de vitesse et de température expérimentaux stationnaires, relatifs à des gaz plasmagènes Ar-H_2 communément utilisés pour la projection de céramique. Ainsi, Mckelliget et al. [140], Ahmed et al. [141] et Qunbo et al.[138] qui ont prédit les champs de vitesse et de température dans les jets en s'appuyant sur un modèle de turbulence RANS de type $k-\varepsilon$ standard (Annexe A), ont montré que ces champs concordent qualitativement avec les mesures expérimentales : les évolutions des profils axiaux et radiaux sont de forme similaire mais d'intensité plus faible, du fait d'une transition beaucoup plus rapide à la turbulence. Cette tendance persiste même en utilisant des modèles de fermetures URANS améliorés, où la comparaison des champs d'écoulement moyennés du jet plasma aux données expérimentales montre que : i) le modèle $k-\varepsilon$ bas Reynolds (Annexe A) est encore moins prédictif, alors que le modèle $k-\varepsilon$ RNG (Annexe A) présente toujours un refroidissement plus rapide du jet et une sous-estimation du mélange plasma avec le gaz ambiant, dans l'étude menée par Mariaux et al. [102] ; ii) le modèle RSM basé sur le transport des contraintes de Reynolds, qui lève l'hypothèse d'isotropie (Annexe A), n'apporte pas d'amélioration significative par rapport au modèle $k-\varepsilon$ RNG [142], mais qu'il améliore les résultats en termes de température dans la zone centrale du jet par rapport au modèle $k-\varepsilon$ standard [49], toutefois, la sous estimation des grandeurs de l'écoulement persiste du fait d'une transition plus rapide à la turbulence.

Ces modèles RANS/URANS aboutissent à des résultats stationnaires sans naissance de grosses structures turbulentes observées expérimentalement, mais comparables qualitativement aux mesures expérimentales en moyennes temporelles, telles qu'illustré en figure 1.33, qui représente une comparaison entre des résultats numériques moyens URANS obtenus par Mariaux et al. [102] et Jabbari et al. [49] à des résultats expérimentaux. Avec cette approche, le jet est très stable du fait de la dissipation du modèle, qui lisse les gradients, ce qui se traduit par une transition rapide à la turbulence et une sous-estimation quasi-systématique du taux de mélange avec l'air ambiant, même en moyenne (figure 1.33a). Bien que ces modèles aient été utilisés d'une manière très répandue en raison de leur temps de calcul raisonnable, ils ne sont pas vraiment adaptés aux écoulements non isotropes, non entièrement turbulents et non stationnaires, présentant une large gamme d'échelles spatiales et temporelles, comme dans le cas des jets de plasma.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Compte tenu des caractéristiques de la turbulence dans les jets de plasma, notamment son instationnarité, son anisotropie et son aspect non pleinement développé, l'approche RANS/URANS basée sur des moyennes temporelles se révèle insuffisante pour fournir une description réaliste de l'écoulement, que ce soit instantanément ou en moyenne. En effet, celle-ci ne peut représenter les différentes régions laminaire et turbulente qui co-existent, ainsi que le caractère instationnaire du jet de plasma, d'autant plus que cette approche est souvent utilisée avec des conditions aux limites d'entrée stationnaires, qui ne reflètent pas le caractère fluctuant de l'arc électrique dans la torche.

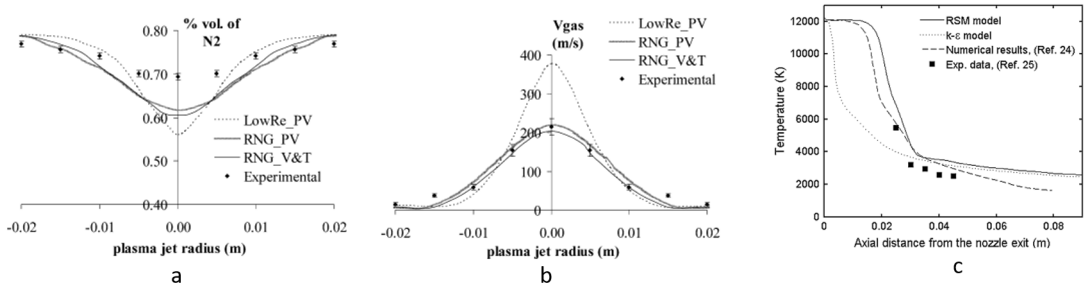


FIGURE 1.33 – Comparaison des profils moyens radiaux de fraction volumique d'azote (a) et de vitesse (b) dans le jet plasma obtenu par Mariaux et al. [142] avec les modèles $k-\varepsilon$ bas Reynolds, $k-\varepsilon$ RNG pour différents types de conditions aux limites d'entrée : Profils moyens de vitesse et température expérimentaux V&T, source de chaleur volumique instationnaire PV et des mesures expérimentales (conditions : Ar-H_2 75%-25% vol, I= 600 A, D_{torche}= 7 mm). Comparaison de la température moyenne axiale (c) obtenue par Jabbari et al. [49] avec les modèles $k-\varepsilon$ et RSM avec des mesures expérimentales (conditions : argon, I= 600 A, D_{torche}= 7,88 mm).

Dans les recherches les plus récentes, l'approche LES, qui s'appuie sur la résolution des grandes échelles de turbulence qui sont séparées des petites par l'application d'un filtre spatial, dont la taille est définie par la dimension de la cellule du maillage, est utilisée pour la prédiction des phénomènes turbulents dans les jets de plasma. Ainsi, les petites échelles sont modélisées à travers le concept de viscosité de sous maille, de conductivité thermique de sous maille et de diffusivité des espèces de sous maille. Cette approche est conseillée par Trelles et al. [143] et Mariaux et al. [102] pour améliorer la prédiction des champs d'écoulement dans le cadre de la modélisation de la turbulence dans les jets de plasma issus d'arc non transféré, compte tenu de leur forte instationnarité, puisqu'elle est à même d'initier et de représenter les grandes structures résultantes de la différence de propriétés entre le plasma et le gaz ambiant, amplifiées par les fluctuations de l'arc électrique. Ainsi, dans certains travaux récents de Colombo et al. [144], Marchand et al. [134], Caruyer et al. [108] et Shigeta [69], l'approche LES est adoptée pour modéliser le développement du jet plasma dans l'air, couplée, dans la plupart des cas, à des conditions aux limites d'entrée instationnaires issues de la torche, le plus souvent obtenues par la méthode de source de chaleur volumique, et plus rarement issues d'une approche MHD. Dans tous ces travaux, cette approche a montré son apport considérable dans la description instantanée de l'écoulement, qui est assez réaliste, de par sa capacité à représenter les différentes structures tourbillonnaires dans le jet, ainsi que la déstabilisation et l'ondulation de la périphérie de celui-ci, du fait du cisaillement avec l'air ambiant, ce qui n'est pas possible d'obtenir avec une approche RANS/URANS, trop dissipative.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Colombo et al. [144], Marchand et al. et Caruyer et al. [134, 106, 108] ont mis au point un modèle numérique instationnaire tridimensionnel pour étudier respectivement le comportement des particules (APS) et des gouttelettes/particules (SPS) dans un jet de plasma d'argon et/ou d'argon-hydrogène et/ou d'argon-hélium issu d'une torche d'arc non transféré. Les trajectoires des gouttelettes/particules sont alors calculées en utilisant des champs de vitesse et de température instantanés et non moyennés, contrairement à l'approche RANS, ce qui permet une meilleure prédiction de leur traitement thermocinétique. Cependant, la taille de maille nécessaire aux simulations est très fine, de l'ordre de 0,1 mm (la plus petite maille dans le domaine) pour Caruyer et al. [108] pour un maillage de 512 000 éléments et de 1 million d'éléments pour Colombo et al. [144]. Le pas de temps est assez petit afin de pouvoir capturer la fréquence caractéristique des petits tourbillons, il est de 5×10^{-6} s et de 10^{-6}s respectivement pour Colombo et al. et Caruyer et al., ce qui rend la simulation très coûteuse en termes de temps de calcul.
Caruyer et al. [108] ont comparé les résultats issus des différents modèles de sous maille aux données expérimentales de référence de [145] en termes de profils moyens de vitesse et de température de l'écoulement. Le jet de plasma d'argon est généré par l'application de profils de vitesse et de température expérimentaux stationnaires comme conditions aux limites d'entrée de la simulation. Les modèles de sous maille adoptés pour la viscosité turbulente sont : le Smagorinsky [74], le Smagorinsky dynamique [77] et le modèle d'échelle mixte présentés au chapitre 1. Une autre variante de ces modèles a été mise au point en leur ajoutant une fonction de sélection basée sur la détermination des fluctuations angulaires du vecteur de vorticité. Le but de cette dernière est la vérification de la nature locale de la turbulence, c'est-à-dire de déterminer si celle-ci est pleinement développée ou non, afin de moduler localement la valeur de la viscosité turbulente. Le flux de chaleur de sous maille est déterminé en se basant sur deux modèles : le modèle de Sergent, qui est analogue au modèle d'échelle mixte pour la viscosité de sous maille, et le modèle à nombre de Prandtl turbulent imposé à 0,85. Le flux de diffusion des espèces sous maille est déterminé avec le modèle à nombre de Schmidt imposé à des valeurs de 0,7 et 1. Les résultats en termes de profils moyens de vitesse et de température issus des modèles de Smagorinsky et d'échelle mixte avec fonction de sélection ont montré un meilleur accord avec l'expérience que les autres modèles. En ce qui concerne la viscosité turbulente, celle-ci est surestimée dans le cœur laminaire chaud du jet par tous les modèles sans fonction de sélection, alors qu'elle est pratiquement nulle pour les modèles avec cette fonction. Cependant, la comparaison des différents modèles de conductivité thermique de sous maille ainsi que de ceux de diffusivité des espèces de sous maille a montré que le choix du modèle n'a pas beaucoup d'impact, car les résultats moyens des champs d'écoulement sont très proches et ne sont pas influencés significativement par le modèle. En ce qui concerne les caractéristiques de la turbulence, le nombre de Reynolds local est de l'ordre de 1 200 au centre du jet et atteint un maximum de 9 000 en périphérie de celui-ci. Pour analyser la nature instationnaire du plasma, des simulations de jet d'argon hydrogène et d'argon hélium ont ensuite été réalisées avec des conditions aux limites instationnaires, en utilisant des profils de vitesse et de température issus de la torche modélisée, suivant l'approche de source volumique instationnaire par Meillot et al. [129]. Par comparaison aux champs d'écoulement issus de conditions aux limites stationnaires, ils concluent que le caractère instationnaire est la conséquence du mouvement de l'arc électrique dans la torche et non pas des fluctuations induites par le cisaillement (turbu-

Licence CC BY-NC-ND 3.0

lence), car celle-ci amplifie seulement ce caractère dans les couches limites du jet et nécessite du temps pour se développer.

Marchand et al. [134, 106] a utilisé des profils de vitesse et de températures instationnaires issus d'une modélisation MHD de l'arc électrique qui fonctionne en mode de claquage-réamorçage, comme conditions aux limites d'entrée de la simulation du développement du jet turbulent. Le modèle de sous maille de Smagorinsky [74] présenté au chapitre 1 avec une constante de 0,18 est adopté pour la viscosité de sous maille. La diffusion de sous maille des espèces est supposée égale à la conductivité thermique de sous maille, qui est déterminée avec un modèle à nombre de Prandtl turbulent imposé. Ils montrent qu'avec cette configuration numérique, l'écoulement prédit est constitué de bouffées chaudes de plasma convectées par le flux à la même fréquence que les fluctuations de l'arc électrique (tel qu'observé expérimentalement), avec une rotation visible de la structure du cœur potentiel du jet de plasma, due à la rotation du pied d'arc sur la paroi de l'anode, du fait d'une injection de gaz plasmagènes en vortex (figure 1.34). Cela montre la capacité du modèle numérique basé sur une approche LES couplée à une modélisation MHD de l'arc électrique à reproduire le comportement réaliste d'un jet de plasma qui se développe dans l'air ambiant.

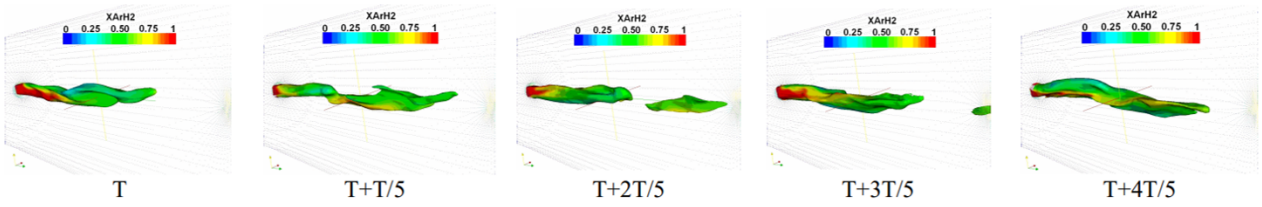


FIGURE 1.34 – Évolution du jet plasma défini par une isotherme à 5000 K, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2 à différents instant de la période de fluctuation de l'arc T (conditions : Ar-H_2 75%-25% vol, I= 600 A, D_{torche}= 6 mm) . [134]

Shigeta [69] a modélisé la turbulence dans un jet plasma d'argon issu d'une torche Radio Fréquence en utilisant des conditions aux limites d'entrée sous forme de profils de vitesse et de température stationnaires issus de l'expérience. La viscosité turbulente est estimée avec le modèle de Smagorinsky dynamique, pour lequel le coefficient est établi selon le modèle des structures cohérentes proposé par [146, 147]. La conductivité thermique et la diffusion des espèces turbulentes sont déterminées respectivement avec un nombre de Prandtl turbulent obtenu dynamiquement (proposé par [148]) et un nombre de Schmidt turbulent imposé à 0,9. Les résultats numériques en termes de champs d'écoulement instantanés et d'intensité turbulente sont en accord avec les connaissances théoriques et les observations expérimentales, dans le sens où des structures turbulentes instationnaires se détachent du jet. Il démontre par cette approche que l'apparition de ces structures et la transition à la turbulence est initiée par l'instabilité hydrodynamique, puisqu'il utilise des conditions aux limites d'entrée stationnaires.

Ainsi, l'approche LES devrait être utilisée dans la modélisation des jets plasma, car étant déterministe, elle est plus appropriée pour identifier correctement les zones laminaires et turbulentes et ainsi améliorer significativement la prédiction des champs d'écoulement. Celle-ci permet une meilleure caractérisation des

Licence CC BY-NC-ND 3.0

phénomènes turbulents caractérisant les jets plasma, étant à même d'initier les grosses structures turbulentes résultantes de l'instabilité de cisaillement entre le plasma et l'air ambiant, ainsi que le détachement de structures "bouffée" du jet de plasma et leur convection dans l'écoulement.

Conclusion

Compte tenu des recherches bibliographiques menées au sujet de la modélisation de la turbulence dans le jet plasma, il en découle que :

- Les modèles RANS et URANS de type $k-\varepsilon$ standard, $k-\varepsilon$ RNG, $k-\varepsilon$ bas Reynolds et RSM, couplés à des conditions aux limites d'entrée stationnaires, ont largement été utilisés pour des modélisations bidimensionnelles et tridimensionnelles du jet plasma, du fait des temps de calcul raisonnables qu'ils offrent. Cependant, les résultats issus de ces modèles sont qualitatifs : ils présentent une transition très rapide à la turbulence ainsi qu'une sous-estimation du taux de mélange plasma-air. Basés sur des moyennes statistiques, ils ne permettent pas une représentation réaliste de la structure du jet plasma avec présence de tourbillons instationnaires caractéristiques de la turbulence ;
- Peu de travaux ont été effectués suivant une approche de modélisation de type LES, et surtout, très peu d'entre eux utilisent des conditions aux limites d'entrée issues de modèles MHD. Pourtant, étant beaucoup moins dissipative que l'approche RANS/URANS, l'approche LES permet de faire apparaître les structures turbulentes instantanées, ainsi que de prendre en compte la présence simultanée de zones laminaires dans la région centrale et hautement turbulentes en périphérie du jet dans la couche de mélange, marquée par une présence de tourbillons multi-échelles ;
- Le modèle de viscosité de sous maille le plus utilisé dans les différentes études est celui de Smagorinsky. Cependant, celui-ci et le modèle d'échelle mixte, pour lesquels une fonction de sélection est ajoutée, permettant de moduler localement la valeur de la viscosité en fonction de la nature de la turbulence, présentent une meilleure concordance avec les champs d'écoulement expérimentaux (que les modèles de Smagorinsky dynamique et d'échelle mixte). Ils permettent d'aboutir à une viscosité turbulente pratiquement nulle dans le cœur potentiel du jet, qui est laminaire ;
- Les modèles de conductivité thermique et de diffusivité des espèces de sous maille sont généralement basés respectivement sur des nombres de Prandtl et de Schmidt turbulents imposés, pour lesquels la valeur n'a pas d'effet significatif sur les champs d'écoulement moyens ;
- Avec l'approche LES, le nombre de mailles dans les domaines de calcul varie selon les études de 512 000 à 1 million, avec le plus petit élément de l'ordre de 0,1 à 0,2 mm, et des pas de temps de l'ordre de 10^{-6}s à 5×10^{-6}s ;
- La rareté des travaux numériques pour évaluer la turbulence dans les jets plasma suivant l'approche LES peut être expliquée par le fait que cette démarche nécessite des temps de calcul relativement longs, compte tenu du nombre de mailles nécessaire pour capturer les petites échelles de turbulence, lié à la taille du filtre spatial. De même, la taille du filtre temporel déterminée par le pas de temps de simulation doit être suffisamment petite dans ce type d'étude fortement instationnaire.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.6.5 Méthodes numériques pour la simulation des jets plasma

Solveurs de résolution numérique

Le choix du type de solveur de résolution va avoir un impact direct sur la convergence des résultats et va dépendre principalement de l'importance du couplage qui existe dans la physique de l'écoulement : c'est-à-dire s'il y a une forte interdépendance entre les différentes variables (vitesse, pression, température, masse volumique...) ou non. Il existe plusieurs déclinaisons de solveurs qui sont basées principalement sur deux approches : une approche couplée qui résout simultanément les équations de conservation (continuité, quantité de mouvement, énergie, transport des espèces) dans une seule matrice globale, qui est donc préférable lorsqu'il y a une forte interdépendance entre les différentes variables de l'écoulement, et une approche découplée qui résout séquentiellement et itérativement ces équations. La précision de la résolution dépend également fortement de l'ordre des schémas spatiaux et temporels utilisés pour la discrétisation des différents termes intervenant dans les équations de conservation.
Ainsi, dans ce qui suit, un récapitulatif des solveurs de résolution numérique utilisés dans la modélisation du développement du jet plasma dans l'air est présenté, suivi d'une présentation des schémas de discrétisation les plus utilisés dans le cadre de cette modélisation.

Les travaux de modélisation du développement du jet plasma dans l'air reposent sur la résolution des équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie, du transport des espèces et de la turbulence. Dans la plupart de ces travaux, ces équations sont résolues séquentiellement et itérativement suivant une approche implicite découplée avec des algorithmes de type SIMPLE [149], SIMPLEC [150], PISO et IPISO [151]. Ces algorithmes reposent tous sur un couplage pression-vitesse par la résolution de l'équation de quantité de mouvement, suivie d'une correction de la pression et des vitesses pour satisfaire l'équation de continuité. Cependant, de petites différences subsistent entre ces déclinaisons, liées principalement à une optimisation de l'équation de correction de vitesse pour le SIMPLEC afin de converger plus rapidement que le SIMPLE, pour lesquels (SIMPLE et SIMPLEC) une seule correction du couple pression-vitesse (p-v) est effectuée par itération. Les solveurs PISO et IPISO effectuent plusieurs corrections pour ce couple par itération (ou par pas de temps) afin de mieux gérer les écoulements instationnaires. Cependant, le IPISO est plus optimisé que le PISO lors du calcul des corrections, ce qui réduit le coût de calcul pour une même précision. Du fait que les équations soient résolues séquentiellement dans ce type d'algorithme, le couplage reste limité entre l'équation de quantité de mouvement et la pression, grâce aux différentes corrections qui permettent de satisfaire l'équation de continuité. D'autre part, ce couplage n'inclut pas les équations de conservation de l'énergie et du transport des espèces, qui sont complètement découplées du système. Parmi ces travaux de modélisation qui se basent sur ce type de résolution, nous pouvons citer :

- **Modélisation incompressible avec une approche de turbulence de type URANS**

> Shan et al. [105] et Mariaux et al. [102] modélisent le développement d'un jet plasma d'argon Hydrogène respectivement avec l'algorithme SIMPLE [149] implémenté dans le code ANSYS Fluent et l'algorithme SIMPLEC [150] implémenté dans le code CFD Estet.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Avec une approche de modélisation de la turbulence de type LES**

> Marchand et al. [134] modélisent l'interaction entre un jet plasma d'argon hydrogène et des gouttelettes avec l'algorithme SIMPLEC implémenté dans *Code_Saturne*, suivant un modèle faiblement compressible (dilatable).

> Shigeta [69] compare les champs d'écoulements instantanés et la vorticité dans un jet plasma d'argon issu d'une torche Radio Fréquence, obtenus avec deux solveurs de résolution implicites en version compressible, implémentés dans un code maison en langage Fortran : le SIMPLE [149] et le IPISO [151]. Il conclut que même si ces deux solveurs résolvent séquentiellement et de façon similaire le même système d'équations, le solveur IPISO a permis une simulation de l'entraînement de l'air ambiant dans le jet plasma avec des mouvements tourbillonnaires beaucoup plus visibles que le SIMPLE (figures 1.35a et 1.35b). Cela est dû au fait que la précision temporelle est améliorée avec cet algorithme grâce à des procédures de correction supplémentaires de la pression et de la vitesse, qui lui permettent une meilleure précision en simulation instationnaire.

> Caruyer [29] modélise le procédé SPS avec une approche compressible, et un solveur de résolution implicite découplé, basé sur un couplage pression-vitesse dans le code recherche Thetis, pour des équations de Navier Stokes dissociées de l'équation de la conservation de l'énergie et du transport des espèces.

De par cette analyse, il s'avère que la plupart des travaux de modélisation du développement du jet plasma dans l'air utilisent un solveur de résolution séquentielle basé sur un couplage entre la pression et la vitesse, à travers différentes corrections de ces grandeurs pour satisfaire l'équation de continuité.

Schémas de discrétisation spatiale et temporelle

La discrétisation spatiale des termes de diffusion et des termes sources dans les équations de conservation est toujours effectuée suivant un schéma centré d'ordre 2, qui permet une solution précise sans souci de stabilité numérique.
Pour les termes de convection qui sont d'une importance cruciale dans les écoulements plasma très rapides, divers schémas ont été mis en oeuvre. Bien que le schéma centré soit adéquat pour exprimer les mouvements tourbillonnaires induits par la turbulence, surtout avec l'approche LES, celui-ci provoque des instabilités numériques générant des oscillations non physiques à grand nombre de Péclet, qui représente le rapport entre le transport convectif et diffusif ($Pe = Lu/\alpha$). Pour cette raison, le schéma Upwind a largement été utilisé dans la modélisation des jets plasma, car, étant décentré, il prend en compte l'orientation de l'écoulement, ce qui stabilise les calculs. Ainsi, Shan et al. [105] discrétisent les termes convectifs avec un schéma Upwind qui supprime les instabilités de l'écoulement d'une simulation RANS, mais en contrepartie, introduit une grande diffusivité numérique, qui est susceptible d'atténuer les mouvements tourbillonnaires initiés dans des simulations de type LES. Par conséquent, ce schéma ne doit pas être appliqué aux écoulements de plasma thermique turbulents en approche LES [69].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Des schémas combinés ont vu le jour pour coupler les avantages du schéma centré d'ordre 2 et du schéma Upwind d'ordre 1, c'est-à-dire assurer une bonne précision des résultats tout en stabilisant les calculs, tels que le schéma hybride et le schéma en loi de puissance. Ils consistent à effectuer une transition entre les deux schémas en fonction du nombre de Peclet. Caruyer et al. [29], a comparé les résultats issus d'un calcul LES en termes de profils moyens de vitesse et de température sur l'axe d'un jet plasma d'argon, elle a observé une nette amélioration de ces derniers avec l'utilisation du schéma hybride, car, étant moins diffusif, il permet d'obtenir des résultats plus proches des valeurs expérimentales, alors que le schéma Upwind les surestime.
Selon Shigeta [69], l'utilisation d'un schéma hybride dans des simulations de plasma thermique conduit à la sélection du schéma Upwind dans la majorité des nœuds du maillage du fait des grands nombres de Péclet. De ce fait, un autre schéma hybride, nommé schéma de mélange, peut être utilisé, il est indépendant du nombre de Péclet : il couple le schéma centré d'ordre 2 et le schéma Upwind en effectuant une pondération des deux à l'aide d'un coefficient. Dans une simulation par approche LES, et avec un coefficient de 0,9, c'est-à-dire un schéma à pré-dominance centrée d'ordre 2, ce schéma hybride a montré une bonne capacité à reproduire les caractéristiques du jet plasma issu d'une torche Radio Fréquence, par la présence de vortex multi-échelles [72, 152], pour un jet moins rapide que celui issu d'une torche de projection. Les mouvements tourbillonnaires sont donc bien représentés tout en profitant d'une légère suppression de l'instabilité numérique [69].
Dans les mêmes conditions, Shigeta [69] met en œuvre un schéma hybride couplant le schéma Upwind et le schéma Kawamura-Kuwahara (k-k) d'ordre 3 [153], qui détermine automatiquement le coefficient de pondération des deux schémas [154], privilégiant une précision d'ordre 3. Les résultats obtenus par ce dernier schéma hybride Upwind k-k en termes de champs d'écoulement instantanés et de vorticité, montrent une résolution plus fine des structures turbulentes et de l'entraînement de l'air ambiant dans le jet, avec des mouvements tourbillonnaires plus visibles que ceux obtenus avec le schéma Upwind d'ordre 1 (figure 1.35).

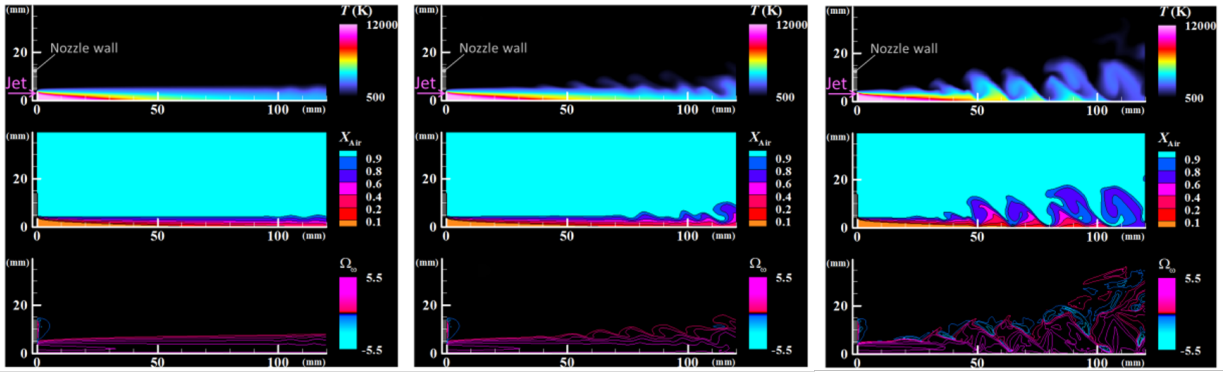


FIGURE 1.35 – Champs d'écoulement instantanés (température, fraction massique d'air et vorticité) sur un plan de symétrie du jet plasma obtenus pour des simulations 2D axisymétriques en approche LES, par Shigeta [69] avec différentes méthodes numériques : solveur-schéma du terme convectif- schéma du terme temporel : (a) SIMPLE-Upwind ordre 1-Euler ordre 1 ; (b)IPISO-Upwind ordre 1-Euler ordre 1 ; (C) IPISO-hybride Upwind k-k ordre 3-Adams-Baschforth-Moulton ordre 3.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Shigeta [69] montre également qu'une discrétisation temporelle implicite effectuée par un schéma d'Adams –Bashforth–Moulton d'ordre 3 permet de mieux visualiser le caractère turbulent multi-échelles présent dans le jet, que celle effectuée par un schéma d'Euler d'ordre 1, et ce, surtout si cette augmentation en ordre du schéma temporel est accompagnée d'une augmentation en ordre du schéma spatial du terme convectif (figure 1.35b et 1.35c : comparaison des champs d'écoulement instantanés).

Conclusion

Compte tenu des recherches bibliographiques menées sur les paramètres numériques appliqués dans la modélisation du développement du jet plasma turbulent dans l'air, il en découle que :

- Pour les solveurs de résolution numérique, toutes les références ont adopté une approche implicite découplée suivant les solveurs SIMPLE, SIMPLEC, IPISO en formulation compressible ou incompressible ;
- Pour les schémas de discrétisation spatiale du terme convectif, les travaux s'accordent sur le fait que le schéma Upwind d'ordre 1 est diffusif, malgré le fait qu'il ait été largement utilisé par le passé. Il a été montré que l'augmentation de l'ordre du schéma améliore nettement les résultats, mais l'adoption du schéma centré pur peu dissipatif génère des instabilités numériques, surtout en modélisation LES. De ce fait, il est préconisé d'utiliser des schémas d'ordre supérieur, combinant le schéma centré d'ordre 2 et le schéma Upwind, appelé schéma hybride, pour éviter les instabilités à grand nombre de Péclet et réduire la diffusion numérique du schéma Upwind ;
- Pour les schémas de discrétisation temporelle, il a été montré que les schémas d'ordre plus élevé de type Adams– Bashforth–Moulton d'ordre 3 permettent d'améliorer les résultats par rapport au schéma d'Euler d'ordre 1.

1.6.6 Résumé des différentes approches de modélisation du développement du jet plasma dans l'air

Dans ce qui suit, les tableaux 1.1 et 1.2 récapitulent les approches de modélisation adoptées pour la simulation du jet de plasma, de sa génération à la source jusqu'à son écoulement à l'extérieur de la torche. Ils comprennent :

- les hypothèses importantes du modèle (ETL-2-T, 2D/3D, stationnaire/instationnaire, compressible/incompressible) ;
- les méthodes de représentation de la génération du plasma : conditions aux limites stationnaires expérimentales imposées à l'entrée du domaine de calcul, conditions aux limites instationnaires issues d'une modélisation préliminaire de la formation du plasma dans la torche : approche MHD ou source de chaleur volumique, ou modélisation explicite de la torche et du développement du jet dans l'air dans la même simulation ;

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- le modèle de turbulence utilisé pour caractériser le développement du jet à l'extérieur de la torche ;
- les solveurs et schémas de discrétisation numériques adoptés dans la résolution ;
- le nombre de mailles dans le domaine de calcul ainsi que la taille du plus petit élément et du pas de temps adoptés dans le cas des simulations par approche LES ;
- les paramètres opératoires de la torche, la nature et la proportion du gaz plasmagène, ainsi que la nature du gaz ambiant à l'extérieur de la torche.

Le tableau 1.1 montre que seulement deux travaux ont consisté à modéliser le développement du jet turbulent dans l'air en incluant la torche dans le domaine de calcul, modélisée suivant une approche MHD. Cependant, les effets turbulents sont prédits avec des modèles URANS de type $k-\varepsilon$ ou RSM, qui ne permettent pas d'aboutir à une description réaliste du développement du jet plasma. D'autre part, toutes les autres références qui se sont basées sur l'approche RANS/URANS représentent la formation du plasma soit via des profils de vitesse et de température stationnaires issus de l'expérience, soit via une source de chaleur volumique instationnaire dans le temps, ce qui est insuffisant pour décrire les fluctuations de l'arc électrique dans la torche et les phénomènes turbulents qui se développent dans le jet.

Le tableau 1.2 montre qu'il n'y a qu'un seul travail qui a couplé l'approche LES pour la modélisation du développement du jet plasma dans l'air avec une approche MHD pour l'arc électrique. Cette démarche apparaît pourtant comme étant l'approche la plus adéquate pour assurer une représentation réaliste du développement du jet de plasma dans l'air, assurant une bonne prédiction de la turbulence et de l'instationnarité induite par les fluctuations de l'arc dans la torche. Par ailleurs, les autres s'appuient soit sur des profils de vitesse et de température expérimentaux stationnaires pour représenter la formation du plasma, soit sur une source de chaleur volumique instationnaire en temps et en espace. Les modèles de sous maille utilisés sont souvent de type Smagorinsky, Smagorinsky dynamique pour la viscosité de sous maille, et à nombre de Prandtl et de Schmidt turbulents imposés respectivement à 0,85 et 0,7. La discrétisation du terme convectif des équations avec le modèle LES se fait le plus souvent avec des schémas hybrides qui couplent le schéma Upwind à un schéma d'ordre supérieur.

Ce présent chapitre a permis d'orienter notre étude numérique du développement du jet de plasma dans l'air ambiant. De par les conclusions apportées, notre choix s'est porté sur :

- *une approche LES couplée à une approche MHD pour la modélisation de l'arc électrique dans la torche afin de prendre en compte l'instationnarité de celui-ci dans le développement du jet ;*
- *un schéma centré pour la discrétisation des termes diffusifs et des termes sources, et un schéma hybride pour les termes convectifs ;*
- *les solveurs de résolution numérique et les modèles de sous mailles seront évalués dans notre travail afin de déterminer les plus adéquats à notre étude.*

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Réf	Hypothèses	C.L d'entrée	Turbulence	Solveur/Schéma	Gaz	Torche
Li et al.[104]	ETL 3D stationnaire -	Profils expérimentaux eqts (1.66) avec : $V_{max} = 100m/s$; $T_{max} = 1000K$; $T_w = 300K$; $m = n = 4$	$k-\varepsilon$ + lois de parois	SIMPLE /-	Argon émis dans de l'argon	$D = 8mm$
Xiong et al.[100]	2-T 3D instationnaire compressible	Profils expérimentaux eqts (1.66) avec : $V_{max} = 2560m/s$; $T_{max} = 1288K$; $m = 6; n = 1.2$	$k-\varepsilon$	- / -	Ar-H_2 ($71\% - 29\%$ vol) émis dans de l'air	Metco 9MB, $D = 7.8mm$, 600A, 75V
Mariaux et al.[102]	ETL 3D stationnaire incompressible	Profils expérimentaux eqts (1.66) avec : $T_w = 1273K$; $m = 4.5; n = 2$	$k-\varepsilon$ bas Reynolds $k-\varepsilon$ RNG	SIMPLEC/ -	Ar-H_2 (75%-25% vol) émis dans de l'air	F4, $D = 7mm$ 600A, 65V
Wan et al.[137]	ETL 3D instationnaire compressible	Profils expérimentaux eqts (1.66) avec : $T_w = 0$; $m = 6; n = 1.2$	$k-\varepsilon$	- / -	Ar-H_2 (65%-35% vol) émis dans de l'air	Metco 9MB, $D = 7.5mm$ 600A, 70V
Qunbo et al. [138]	ETL 3D instationnaire compressible	Profils théoriques	$k-\varepsilon$	- / -	Argon émis dans de l'air	$\phi = 8mm$ 600A, 70V
Jabbari et al.[49]	ETL 3D stationnaire compressible	Profils expérimentaux eqts (1.66) avec : $V_{max} = 1800m/s$; n=2 ; Profil plat de température T=12250K	$k-\varepsilon$ / RSM	- / -	Argon émis dans de l'air	-
Mariaux et al.[102]	ETL 3D instationnaire incompressible	Source volumique instationnaire	$k-\varepsilon$ bas Reynolds $k-\varepsilon$ RNG	SIMPLEC/ -	Ar-H_2 (75%-25% vol) émis dans de l'air	F4 $D = 7mm$ 600A, 65V
Li al.[130]	ETL 3D stationnaire incompressible	Modélisation MHD avec présence de torche dans le domaine	$k-\varepsilon$	SIMPLE /-	Argon émis dans de l'argon	DC torche, $D = 8mm$, I=400 / 600 / 800A
Dalir et al.[131]	ETL 3D instationnaire -	Modélisation MHD avec présence de torche dans le domaine	RSM	- / -	Argon émis dans de l'air	SG100, $D = 8mm$, 400A

TABLEAU 1.1 – Tableau récapitulatif des travaux de modélisation effectués pour la simulation du développement du jet plasma dans l'air suivant une approche de turbulence de type RANS.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Modèle instationnaire à l'ETL en 3D							
Réf	Maillage/Δt	**C.L d'entrée**	**Modèle LES**	**Solveur**	**Schéma discrétisation**		**Torche**
					convectif	**temporel**	
Shigeta [69]	Δx_{min}= 0.2mm $\Delta t = 2\times10^{-4}$s	Profils expérimentaux V-T $v(r) = V_{max}\left[1-\frac{r^2}{R^2_{torche}}\right]^{3/2}$ $T(r) = T_{max}\left[1-\frac{r^2}{R^2_{torche}}\right]^{1/2} + T_w$	μ_{sm} : Smagorinsky dynamique λ_{sm} : nombre de Prandtl turbulent dynamique D_{sm} : nombre de Schmidt turbulent imposé à 0,7	SIMPLE / IPISO	Upwind 1/ Hybride k-k	Euler 1/ Adam Bashforth 3	Torche RF $D = 4mm$ Argon émis dans de l'air
Caruyer et al. [108]	512.000 éléments avec $\Delta x_{min} = 0.1mm$ Δt= 10^{-6}s	Profils instationnaires V et T issus de la torche modélisée avec source de chaleur instationnaire	μ_{sm} Smagorinsky avec fonction de sélection λ_{sm} :à Pr_t=0.85 D_{sm} : à Sc_t=0.7	de type SIMPLE/ PISO	Hybride	Gear ordre 2	Metco PTF4 $D = 6mm$ Ar-H_2(75%-25% vol) 65V, 500A/ Ar-He (50%vol) 40V, 700A dans l'air
Marchand et al.[134, 106]	-	Profils instationnaires issus de la torche modélisée avec une approche MHD	μ_{sm} : Smagorinsky avec constante de 0.18 λ_{sm} : à nombre de Prandtl turbulent imposé D_{sm} : supposée égale à λ_{sm}	SIMPLEC	-	-	Torche DC $D = 6mm$ 600A ; Ar-H_2 ($75\% - 25\%$ vol) émis dans l'air
Colombo [144]	10^6 éléments Δt= 5×10^{-6}s	-	μ_{sm} : Smagorinsky dynamique λ_{sm} : - D_{sm} : -	-	-	-	Torche DC $D = 300$A Argon dans de l'air

TABLEAU 1.2 – Tableau récapitulatif des travaux de modélisation effectués pour la simulation du développement du jet plasma dans l'air avec une approche de turbulence de type LES.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

1.6.7 Propriétés thermodynamiques et lois de mélange

Le procédé de projection plasma met en interaction un mélange de gaz composé de plusieurs *"espèces"* : gaz plasmagène, gaz porteur de poudre en APS ou vapeur du liquide porteur en SPS (voire de la vapeur du matériau solide), et du gaz ambiant, généralement de l'air. Potentiellement, il se peut qu'il y ait des réactions chimiques entre ces différentes espèces.
La connaissance des propriétés thermodynamiques du mélange de gaz, telles que la masse volumique, l'enthalpie et la chaleur spécifique, ainsi que ses propriétés de transport, comme la viscosité, la conductivité thermique et la diffusivité, est nécessaire pour la résolution des équations de conservation du modèle (masse, quantité de mouvement, énergie et transport des espèces) données précédemment par (1.7), (1.8), (1.9) et (1.10) en section 1.4 de ce présent chapitre.
En raison de la difficulté à mesurer ces propriétés à haute température, leur détermination est basée sur des calculs qui garantiraient des valeurs généralement très fiables. Compte tenu de la large gamme de compositions (nature des espèces) utilisée en projection thermique, il est très compliqué et coûteux de déterminer un ensemble de propriétés couvrant toutes les combinaisons de mélanges rencontrées au sein de l'écoulement et qui produirait des réactions chimiques entre les composants des différentes "espèces", pour un large intervalle de température, voire de pression. En effet, pour la température, celui-ci s'étend généralement de la température ambiante pour représenter les régions périphériques du jet plasma à 35 000 K ou plus dans les régions des électrodes à l'intérieur de la torche.
Pour ces raisons, les espèces sont en général supposées ne pas réagir chimiquement : l'écoulement est considéré multi-espèces non réactives, hypothèse qui est critiquable.
Pour des raisons de simplification, Gleize et al. [155], Wilke [156], Mason et Saxena [157] ont mis au point des lois de mélange pour la détermination des propriétés thermodynamiques et de transport du mélange gazeux. Elles sont basées sur une pondération des propriétés de chaque espèce par sa fraction massique ou volumique dans le mélange, déterminée par l'équation de conservation de l'espèce correspondante.
Ainsi, il est nécessaire de déterminer les propriétés thermodynamiques et de transport de chaque espèce du mélange. Comme de très hautes températures sont atteintes lors de la dissociation et de l'ionisation du gaz lié à la génération du plasma, un changement de la composition des différentes espèces formant le mélange (gaz initial, gaz porteur , ...) est observé. Pour un plasma d'argon hydrogène, par exemple, les éléments Ar^-, Ar^+, Ar^2+, Ar^3+, Ar^4+, H_2, H_2^-, H_2^+, H, H^-, H^+ ainsi que les électrons sont présents en concentration significative. Il est donc nécessaire de déterminer d'abord la composition exacte de chaque espèce du mélange à différentes températures, voire pressions, afin de calculer ses propriétés de transport, puis d'appliquer des lois de mélange pour déterminer les propriétés du mélange final.

a. Calcul de la composition du gaz plasmagène et de ses propriétés

La composition de l'espèce du gaz plasmagène dépend principalement de sa température, et l'approche qui est largement utilisée pour calculer cette composition ainsi que les propriétés du plasma repose sur l'hypothèse de l'équilibre thermodynamique local (ETL), qui admet que les espèces lourdes et les électrons ont la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

même température. Ainsi, la composition du plasma à l'ETL est déterminée uniquement par la température locale, la pression et les concentrations des éléments chimiques qui le composent, par la méthode de minimisation de l'énergie de Gibbs [158], qui est une technique standard en chimie d'équilibre [159]. Elle est basée sur la connaissance des potentiels chimiques des éléments présents dans le plasma, qui sont déterminés soit : i) par des fonctions de partition à partir de tables thermodynamiques statistiques [160] liées aux niveaux d'énergie de ces différents éléments chimiques [161] ; ii) par calcul à partir de données spectroscopiques en utilisant les méthodes de la mécanique statistique [162, 163].
Ainsi, à titre d'exemple, la composition d'un plasma d'Ar-H_2, à l'équilibre sous une pression de 1 bar établie par P.André du laboratoire de physique de Clermont-Ferrand, est illustrée en figure 1.36

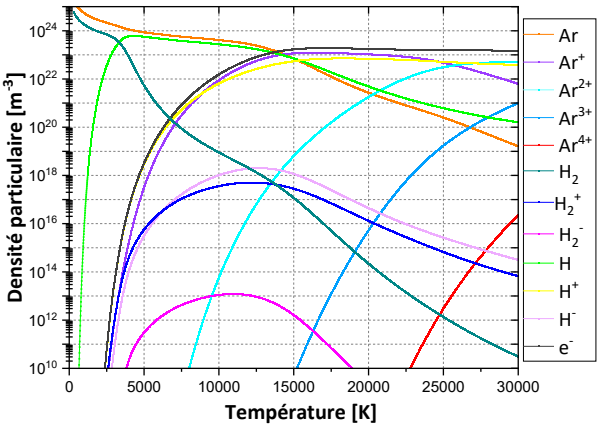


FIGURE 1.36 – Composition d'un plasma d'Ar H_2 à 75%-25% en volume à l'ETL à pression atmosphérique, P.André

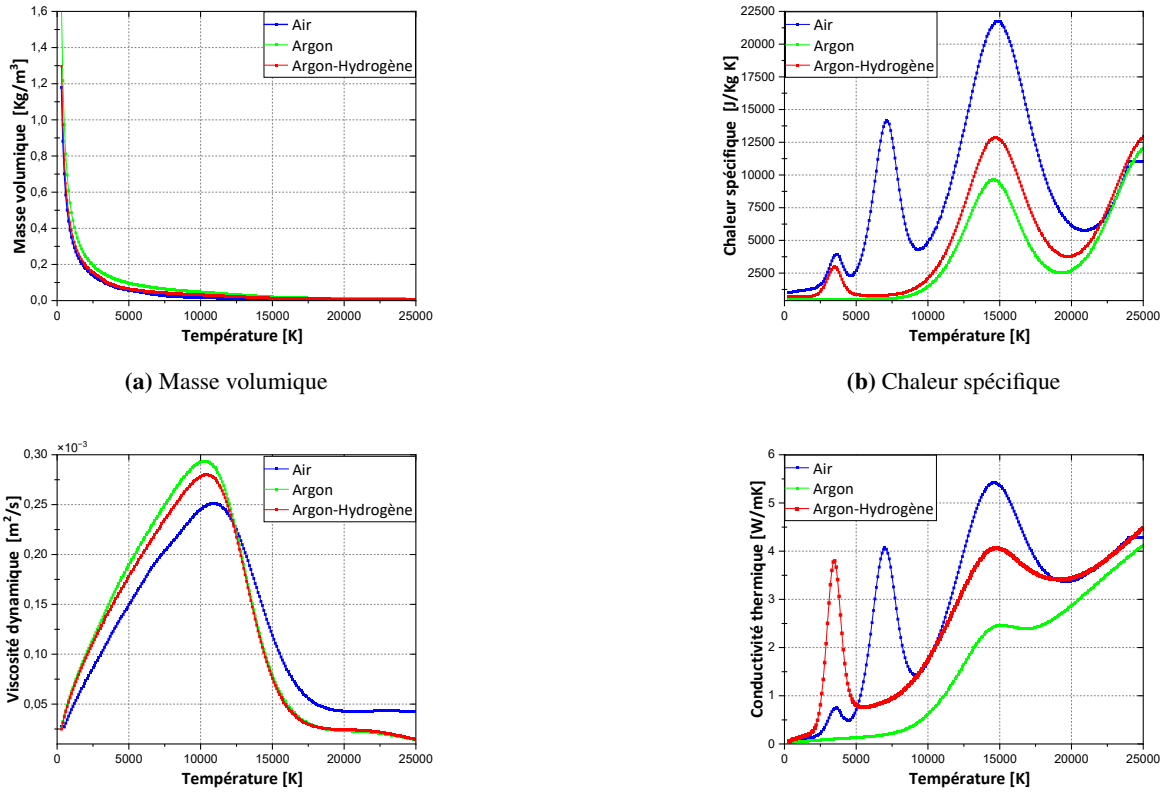
Sous l'hypothèse de l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL), les propriétés thermodynamiques (masse volumique, enthalpie, chaleur spécifique) de chaque "espèce" (gaz plasmagène), que l'on référencera par l'indice k, sont calculées à une température et une pression à partir de sa composition, tel que développé en [161], et résumé en Annexe C.

Le calcul des propriétés de transport à l'équilibre, telles que la conductivité et la viscosité, se fait selon la méthode de Chapman-Enskog [164], basée sur la solution d'ordre un d'un développement asymptotique de l'équation de Maxwell-Boltzmann. Cette solution fait intervenir des intégrales de collision, qui sont des moyennes sur une distribution Maxwellienne perturbée par une fonction de perturbation du premier ordre [120], développée sous la forme d'une série de polynômes de Sonine. Ces intégrales de collision sont nécessaires pour chaque paire d'éléments présente dans le plasma, pour faire le lien avec le niveau microscopique décrit par le potentiel d'interaction entre particules [96]. Les propriétés de transport ont été déterminées par plusieurs auteurs, le plus souvent pour des gaz non réactifs [165, 166, 167, 96, 168] et plus rarement pour des gaz réactifs [169].

Pour avoir une idée de l'évolution des propriétés thermodynamiques et de transport du plasma à l'ETL, la masse volumique, la chaleur spécifique, la viscosité et la conductivité thermique sont représentées à pression atmosphérique en fonction de la température en figure 1.37 pour de l'argon pur, de l'argon hydrogène

Licence CC BY-NC-ND 3.0

à 80-20 % en volume et de l'air, suivant des calculs de P.André. L'ajout de l'hydrogène à l'argon permet d'augmenter l'enthalpie spécifique et la conductivité thermique du mélange, ce qui est favorable pour la projection de céramiques réfractaires. La viscosité a une évolution assez spécifique puisqu'elle augmente avec la température lorsque celle-ci est faible, puis diminue brusquement lorsque le gaz a atteint sa température d'ionisation, du fait que la section transversale d'interaction de Coulomb entre les particules chargées est plus importante que celle des espèces neutres [96].



(a) Masse volumique

(b) Chaleur spécifique

(c) Viscosité dynamique

(d) Conductivité thermique

FIGURE 1.37 – Évolution de la masse volumique (a), chaleur spécifique (b), viscosité dynamique (c) et conductivité thermique (d) de l'argon, de l'argon hydrogène (80-20% vol) et de l'air en fonction de la température.

b. Lois de mélange

Les propriétés thermodynamiques et de transport de chaque espèce sont calculées au préalable sous forme de tabulations. Elles sont utilisées pour le calcul des propriétés du mélange de gaz (d'espèces) intervenant dans les équations de conservation du fluide via des lois de mélange. Cette méthode est basée sur une pondération des propriétés de chaque espèce par sa fraction massique ou molaire, sous l'hypothèse de non-réactivité chimique entre les espèces.

Ainsi, la masse volumique ρ du mélange est obtenue en effectuant une moyenne harmonique des masses

Licence CC BY-NC-ND 3.0

volumiques ρ_k des composants k présents, pondérée par la fraction massique de l'espèce Y_k , tel que :

$$\frac{1}{\rho} = \sum_k \frac{Y_k}{\rho_k} \tag{1.67}$$

L'enthalpie h et la chaleur spécifique C_p sont déterminées par une moyenne géométrique pondérée par la fraction massique de l'espèce k. Elles sont données par l'équation (1.68).

$$h = \sum_k Y_k h_k \quad ; \quad C_p = \sum_k Y_k C_{p_k} \tag{1.68}$$

h_k et C_{p_k} représentent l'enthalpie et la chaleur spécifique de l'espèce k.

La viscosité dynamique μ et la conductivité thermique λ du mélange sont déterminées soit par une simple moyenne géométrique pondérée par la fraction molaire x_k de l'espèce k pour Gleize et al. [155] (1.69), ou par des lois plus complexes établies par Wilke et al. [156] pour la viscosité (1.70), en s'appuyant sur la signification physique des collisions élastiques dans un plasma, et par Mason et al. [157] pour la conductivité thermique (1.71). Ces lois, plus complexes, sont ensuite améliorées par Vanderslice et al. [170] et Yun et al. [171] (1.72)

$$\mu = \sum_k x_k \mu_k \quad ; \quad \lambda = \sum_k x_k \lambda_k \tag{1.69}$$

$$\mu = \sum_k \frac{\mu_k}{1 + \sum_{l/k \neq l} \frac{x_k}{x_l} \phi_{kl}} \tag{1.70}$$

$$\lambda = \sum_k \frac{\lambda_k}{1 + \sum_{l/k \neq l} \frac{x_k}{x_l} \psi_{kl}} \tag{1.71}$$

$$\mu = \sum_k \frac{\mu_k}{1 + \frac{15R\mu_k}{4\Lambda M_k}} \quad ; \quad \lambda = \sum_k \frac{\lambda_k}{1 + \frac{15R\mu_k}{4\Lambda M_k}} \tag{1.72}$$

μ_k et λ_k représentent la viscosité dynamique et la conductivité thermique de l'espèce k. x_k et x_l sont les fractions molaires des espèces k et l, définies en fonction : des fractions massiques Y_k et Y_l, des masses molaires moyennes du mélange M et des masses molaires des espèces M_k et M_l, par : $x_k = \frac{Y_k M}{M_k}$.

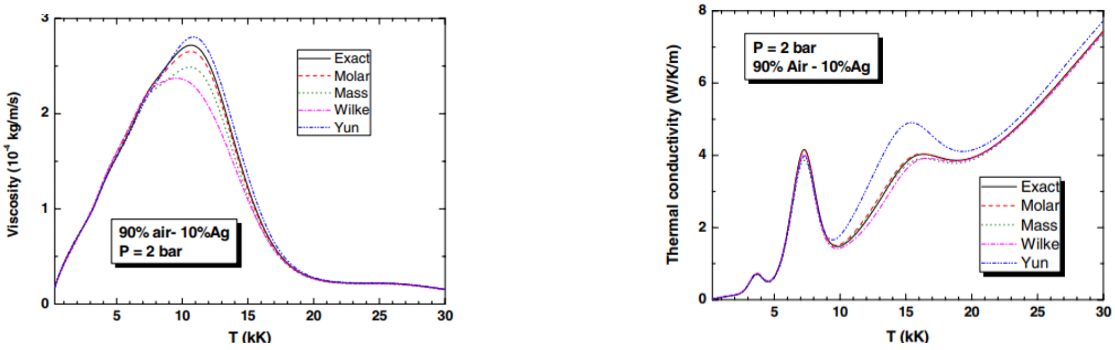
Le paramètre $15R/\Lambda$ est établi en fonction de la température et de la viscosité du mélange équimolaire (50%-50% en volume ou en mole) dans la formule de Yun et al.
Les paramètres ϕ_{kl} et ψ_{kl} dans les formules de Wilke et al. et de Mason et al. sont donnés par les formules

Licence CC BY-NC-ND 3.0

(1.73)

$$\phi_{kl} = \frac{1}{\sqrt{8}}\left(1+\frac{M_k}{M_l}\right)^{-\frac{1}{2}}\left(1+\left(\frac{\mu_k}{\mu_l}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{M_l}{M_k}\right)^{\frac{1}{4}}\right)^2 \quad ; \quad \psi_{kl} = \frac{1,065}{\sqrt{8}}\left(1+\frac{M_k}{M_l}\right)^{-\frac{1}{2}}\left(1+\left(\frac{\lambda_k}{\lambda_l}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{M_k}{M_l}\right)^{\frac{1}{4}}\right)^2 \tag{1.73}$$

Gleize et al. [155] a comparé les lois de mélange simplifiées qu'il propose pour le calcul de la viscosité et de la conductivité thermique aux lois plus complexes de Wilke et al. [156], Yun et al. [171] et Mason et al. [157], et les a confrontées à la solution exacte pour des mélanges d'argon-vapeur métallique, ainsi que des mélanges d'air et de vapeur métallique (figure 1.38). La meilleure approximation pour la viscosité est celle établie par Yun et al., qui donne des valeurs presque exactes, tandis que les expressions simplifiées basées sur des moyennes pondérées par les fractions molaires sont plus qu'acceptables, car elles sont très proches de la solution exacte. L'approximation de Wilke et al. est moins bonne, mais reste réaliste. En ce qui concerne la conductivité thermique, toutes les lois de mélange ne sont pas très précises, cependant, les moyennes pondérées par des fractions molaires sont très acceptables dans les mélanges contenant de l'air car la conductivité thermique de l'air est nettement supérieure à celle des autres espèces. Les approximations de Wilke et al. et de Yuan et al. ne sont, par contre, pas satisfaisantes, car elles ne sont valables que pour les collisions élastiques, alors que, pour la conductivité thermique, la contribution des collisions non élastiques est plus importante .



(a) Viscosité dynamique

(b) Conductivité thermique

FIGURE 1.38 – Viscosité dynamique (a) et conductivité thermique (b) d'un mélange d'air et de vapeur métallique à deux bar en fonction de la température, définies par les différentes lois de mélange et comparées à la solution analytique. Les légendes font référence à : solution exacte (Exact), pondération par fraction molaire (Molar), pondération par fraction massique (Masss), loi de Masson et at. (Mass), loi de Wilke et al. (Wilke), loi de Yun et al. (Yun) [155].

De ce fait, et sur la base des travaux de Gleize et al. [155], les moyennes pondérées par les fractions massiques ou molaires des espèces selon les propriétés, sont retenues comme lois de mélange dans notre étude.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

CHAPITRE 2

Démarche d'étude et mise en place des différentes cas

Structure du chapitre 2

2.1 Torche F4 MB . . . 114
2.1.1 Géométrie du domaine d'étude . . . 114
2.1.2 Chaînage entre les modèles de la torche F4MB et du jet . . . 114
2.1.3 Maillage du domaine de calcul . . . 115
2.2 Torche Axial III+ . . . 117
2.2.1 Géométrie de la torche . . . 117
2.2.2 Domaine de calcul . . . 118
2.2.3 Chaînage des modèles de la torche et du jet . . . 119
2.2.4 Maillage du domaine de calcul . . . 119
2.3 Conditions aux limites . . . 124
2.3.1 Aperçu de la modélisation de la formation du plasma : torches F4MB et Axial III+ . . . 125
2.3.2 Résultats en sortie de la torche F4 MB . . . 127
2.3.3 Résultats à la sortie de la torche Axial III+ sous l'hypothèse de l'ETL . . . 130
2.4 Méthodes numériques . . . 132
2.4.1 Méthodes des volumes finis . . . 132
2.4.2 Linéarisation des équations et solveurs de résolution . . . 133
2.4.3 Schémas de discrétisation numérique . . . 138
2.4.4 Évaluation des gradients . . . 141
2.4.5 Évaluation du terme de pression dans le solveur basé sur la pression . . . 142
2.4.6 Évaluation des flux dans le solveur basé sur la densité . . . 142
2.5 Méthodologie de travail et hypothèses de modélisation . . . 143
2.6 Implémentation des propriétés du plasma dans Ansys Fluent . . . 146

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Comme mentionné dans l'introduction générale, l'objectif final de ce projet est le développement d'un clone numérique du procédé SPS basé sur une torche Mettech Axial III+, afin d'établir et de comprendre la relation entre ses différents paramètres et la microstructure du dépôt résultante. Cette thèse se focalise sur la deuxième étape de la modélisation relative au développement du jet plasma instationnaire et turbulent, ainsi que de son mélange avec l'air ambiant.

La modélisation réaliste du développement du jet turbulent dans l'air dépend de la résolution précise des différentes échelles spatiales et temporelles de turbulence et repose donc en une représentation réaliste de la dynamique de l'arc électrique à l'intérieur de la torche. Comme une simulation numérique directe n'est pas possible compte tenu du nombre de Reynolds élevé ($\sim$ 9000) [29], qui nécessite un maillage de l'ordre de 800 millions ($Re^{9/4}$) de cellules, l'approche déterministe de simulation des grandes échelles de turbulence (LES) est adoptée dans ce travail. Elle est couplée à une modélisation fine de l'arc électrique suivant une approche Magnéto-HydroDynamique (MHD) instationnaire et tridimensionnelle pour assurer une description fidèle des phénomènes qui se produisent dans la torche et qui impactent le développement du jet, travail qui a été réalisé au préalable par un postdoctorant J.Preambadur [118] au laboratoire IRCER. La génération du plasma qui n'est pas explicitement simulée dans les travaux de thèse est représentée par l'utilisation des profils instationnaires de vitesse et de température en sortie de torche, fournis par le postdoctorant et qui sont appliqués comme conditions aux limites d'entrée pour la modélisation du développement du jet turbulent. Cette démarche permet d'éviter la représentation explicite de la torche dans le domaine de calcul, tout en assurant une description réaliste du comportement instationnaire de l'arc dans le modèle, et offre l'avantage d'utiliser deux codes CFD différents (*code_Saturne* pour la torche et Ansys Fluent pour l'écoulement externe) adaptés à chacune des physiques.

Démarche de l'étude : modélisation initiale basée sur une torche F4MB

La torche Axial III+ à injection axiale de la société Mettech amène à un maillage conséquent du domaine externe ($\sim$ 8 millions de mailles) compte tenu de sa géométrie complexe, et donc à des temps CPU élevés, ce qui restreint la possibilité de tester, en un temps raisonnable, l'impact des différents paramètres numériques ainsi que des différents modèles de fermetures (modélisation de sous maille) relatifs à la modélisation de la turbulence. De ce fait, le modèle numérique du développement du jet plasma turbulent est d'abord mis au point avec une torche ayant une géométrie plus simple, qui est la torche F4MB de Metco, communément utilisée au laboratoire IRCER, avant d'être étendu à la torche Axial III+. Celle-ci permet de réaliser une étude numérique complète ainsi qu'une étude de convergence en maillage, car la densité de maille peut être beaucoup plus faible sur ce type de géométrie plus simple ($\sim$ moins de 2 millions de mailles).
La torche F4 a été choisie pour cette étude, entre autres, car : i) la génération du plasma au sein de cette torche a été modélisée au préalable avec une approche Magnéto-HydroDynamique (MHD) et validée par J.Perambadur [118] au laboratoire, ii) des mesures expérimentales relatives à l'écoulement du jet de plasma étaient prévues au laboratoire dans les mêmes conditions de fonctionnement pour la validation du modèle numérique, même si elles n'ont malheureusement pas été réalisées.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Dans ce qui suit, les domaines de calcul ainsi que les maillages relatifs aux simulations du développement du jet plasma dans l'air pour les deux torches F4 MB et Axial III+ sont présentés.

2.1 Torche F4 MB

2.1.1 Géométrie du domaine d'étude

La géométrie de la torche F4 MB est très simple, elle est constituée d'une cathode en Tungstène et d'une anode cylindrique en cuivre de 6 mm de diamètre. La coupe axiale de la torche est représentée en figure 2.1.

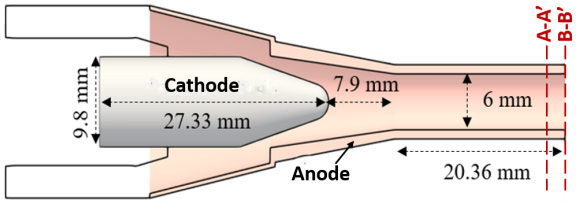
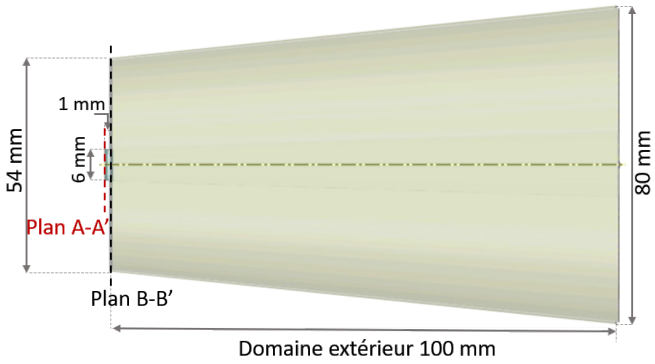
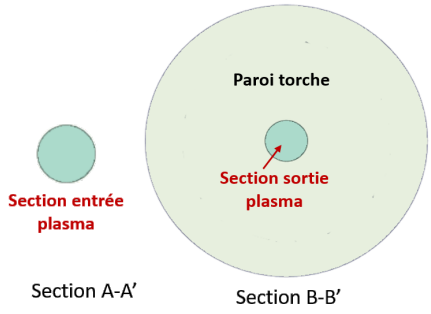


FIGURE 2.1 – Coupe axiale dans la torche F4 MB [172].

La géométrie du domaine de calcul relatif au développement du jet turbulent avec cette torche est constituée de la partie aval de la tuyère cylindrique sur 1 mm de longueur (de la section A-A' à la section B-B') et d'une partie extérieure représentant l'environnement où va se développer le jet, dont la forme est un cône tronqué de 100 mm de long. Le diamètre des bases supérieure et inférieure est respectivement de 54 mm et 80 mm, tel que représenté à la figure 2.2.



(a) Domaine de calcul



(b) Section d'entrée (plan A-A') et section de sortie (plan B-B') du plasma la tuyère

FIGURE 2.2 – Géométrie du domaine d'étude incluant la partie aval de la tuyère de la torche F4.

2.1.2 Chaînage entre les modèles de la torche F4MB et du jet

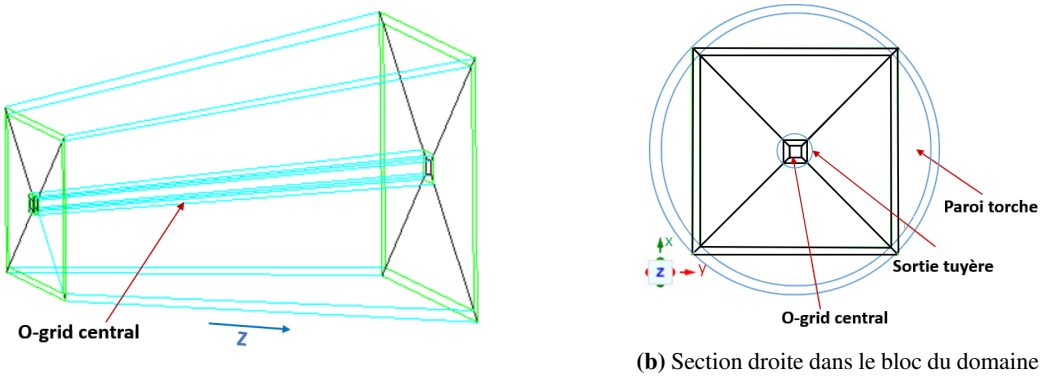
Le chaînage entre les résultats du calcul MHD de la torche F4MB et la simulation du développement du jet plasma dans l'air est effectué au niveau de la section A-A'. Cependant, pour éviter l'effet des conditions aux

Licence CC BY-NC-ND 3.0

limites, le domaine de la modélisation MHD illustré en figure 2.1 est étendu de 25 mm en aval. Les profils de vitesse et de température, résolus en temps et en espace issus de cette simulation, sont ensuite extraits à la section A-A'(figure 2.1), pour être imposés à la même section (A-A') dans le modèle de développement du jet (figure 2.2).
Pour assurer une représentation correcte des champs d'écoulement, des interpolations linéaires de vitesse et de température sont effectuées entre les deux maillages (relatifs à la torche et au développement du jet à l'extérieur), car ils présentent un nombre d'éléments différent, malgré le fait qu'ils soient tous deux hexaédriques.

2.1.3 Maillage du domaine de calcul

Un maillage hexaédrique structuré est mis au point avec le logiciel ICEM CFD car plus adéquat lorsqu'il existe de grands gradients radiaux, comme dans les mélanges jet plasma-air ambiant, du fait qu'il permet un alignement et une orthogonalité des faces des cellules par rapport à l'écoulement, ce qui évite des problèmes de convergence lors des calculs. Ces soucis sont généralement observés sur les maillages tétraédriques, qui sont certes plus faciles à mettre en œuvre, mais engendrent des cellules avec une orientation aléatoire des faces, entraînant ainsi un bruit numérique lors du calcul des gradients.
Pour cela, un bloc est créé pour envelopper la géométrie globale, sur lequel seront effectuées les discrétisations du maillage, tel qu'illustré en figure 2.3. L'O-grid central est conçu pour permettre la réalisation d'un maillage hexaédrique, il permet également de raffiner le maillage dans la couche de mélange jet plasma/air ambiant qu'il délimite approximativement. Le maillage généré épousera parfaitement la forme de la géométrie globale, car chaque arête du bloc est associée à la courbe qui lui correspond dans la géométrie.



(a) Bloc du domaine de calcul

(b) Section droite dans le bloc du domaine d'étude à la sortie de la tuyère (plan B-B')

FIGURE 2.3 – Bloc du domaine d'étude avec la torche F4.

Le maillage réalisé est présenté en figure 2.4. Celui-ci est raffiné en périphérie de la tuyère du fait des gradients importants de vitesse et de température, afin de modéliser finement la couche de mélange air-plasma, zone à partir de laquelle se développe la turbulence dans le jet. Un facteur de progression linéaire de 1,1 est appliqué aux mailles dans la direction radiale et axiale pour garantir des tailles de maille de plus en plus

Licence CC BY-NC-ND 3.0

grandes en s'éloignant de la couche de mélange et en s'approchant des frontières libres du domaine.

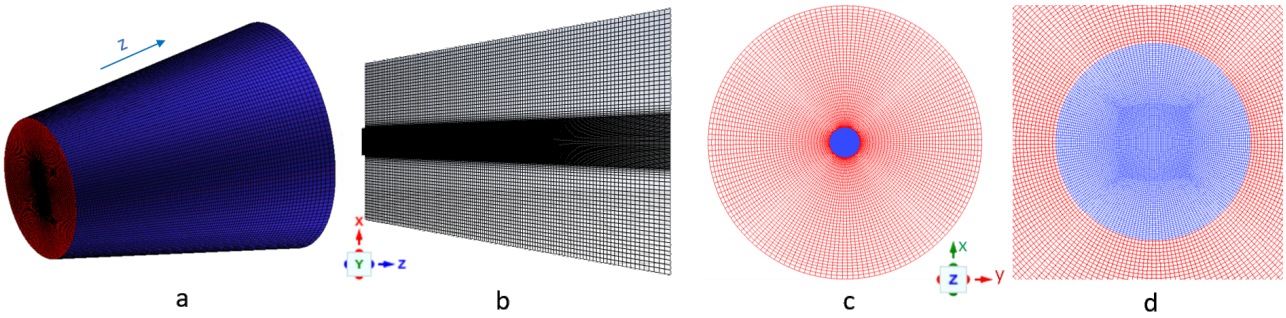


FIGURE 2.4 – Maillage du domaine de calcul : (a) géométrie 3D ; (b) plan passant par l'axe z de la torche ; (c) section droite perpendiculaire à l'axe de la torche (B-B') ; (d) zoom sur l'O-grid central au niveau de la section B-B'.

Compte tenu de la simplicité de cette géométrie, le maillage est d'excellente qualité : l'orthogonalité minimale des éléments du maillage, définie par [1] est de 0,91. Ce critère vaut 1 lorsque les angles au niveau des mailles hexaédriques sont à 90°. Dans notre cas, les angles minimal et maximal des cellules sont respectivement de 60° et 120°, retrouvés au niveau des mailles centrales du fait de l'O-grid mis en place. Cependant, dans 90% du domaine de calcul, les angles sont aux environs de 90°, ce qui reflète une excellente qualité du maillage. Le plus grand rapport d'aspect de la maille, qui représente le taux d'étirement de celle-ci dans une direction et qui vaut 1 pour un maillage parfait impliquant une cellule de forme cubique, est de l'ordre de 6. Cette valeur maximale est retrouvée vers la périphérie du domaine du fait du grossissement radial consenti des mailles vers l'extérieur et en aval. Cependant, ce critère ne dépasse pas 2 dans 95% du domaine de calcul, ce qui reflète une bonne cohérence entre la largeur, la hauteur et la profondeur de la maille.

Pour l'étude de la modélisation du développement de la turbulence avec une approche de type LES, une étude de convergence en maillage est effectuée suivant 4 niveaux de raffinement présentés dans le tableau 2.1. Le plus petit pas d'espace dans la direction de l'écoulement z, ainsi que dans les deux autres directions (x et y), correspondant à chaque niveau de raffinement, est également présenté dans le tableau. Celui-ci reste inchangé dans la direction de l'écoulement z, du fait qu'il soit imposé à 0,5 afin d'assurer un pas de temps similaire dans toutes les simulations, qui permet de respecter la même CFL.

Raffinement	Discrétisation $N_x \times N_y \times N_z$	Nombre d'éléments	Δz min	$\Delta x\ \Delta y$ min
Niveau 1	70×70×90	∼ 450 000	0,5 mm	∼ 0,13 mm
Niveau 2	90×90×110	∼ 900 000	0,5 mm	∼ 0,09 mm
Niveau 3	113×113×130	∼ 1 650 000	0,5 mm	∼ 0,06 mm
Niveau 4	148×148×160	∼ 3 900 000	0,5 mm	∼ 0,04 mm

TABLEAU 2.1 – Tableaux illustrant les niveaux de raffinement pour la convergence en maillage

1. orthogonalité= $\frac{\vec{A}\cdot\vec{d}}{|\vec{A}|\cdot|\vec{d}|}$; $\vec{A}$ est le vecteur normal à la face, et $\vec{d}$ le vecteur reliant le centre de deux cellules adjacentes

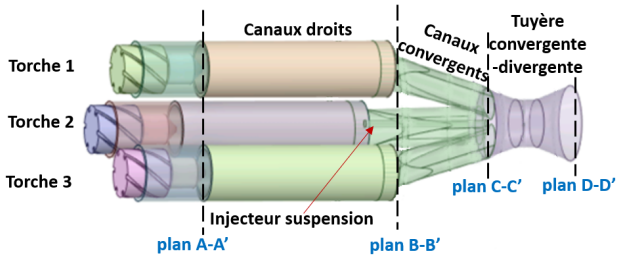
Licence CC BY-NC-ND 3.0

Contrairement à ce qui est généralement fait lors du raffinement des maillages, le nombre de mailles n'est pas multiplié par deux dans les trois directions de l'espace, car le nombre total de mailles augmenterait de manière exponentielle, aboutissant à des maillages très fins qui nécessiteraient des ressources informatiques trop élevées. De plus, suivant l'approche classique, le raffinement est automatiquement appliqué à toutes les régions du domaine, or la zone d'intérêt ici est la couche de mélange. De ce fait, et pour éviter de raffiner des zones ayant peu d'impact pour cette étude, un raffinement tridimensionnel accentué dans la région centrale du jet, ainsi que dans la couche de mélange, est réalisé tout en gardant un rapport d'aspect proche entre les différents maillages. Ainsi, et contrairement à un raffinement classique, cette démarche a permis d'alléger le nombre total de mailles tout en assurant un bon raffinement dans les zones d'intérêt.

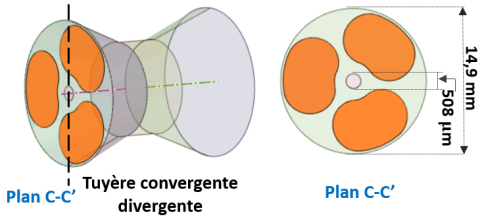
2.2 Torche Axial III+

2.2.1 Géométrie de la torche

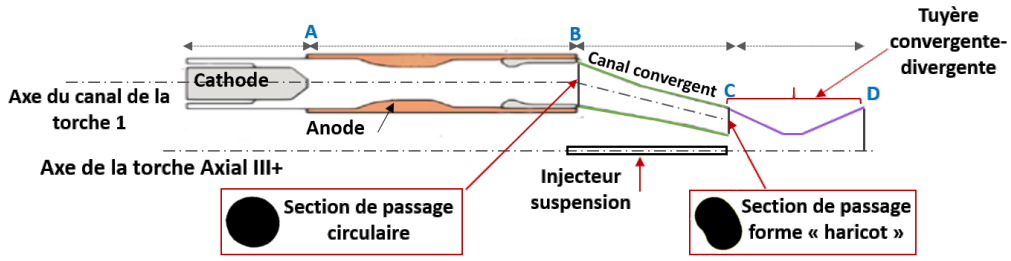
La torche Axial III+ permet une injection axiale de la suspension grâce à l'espace central compris entre les trois petites torches indépendantes et décalées de 120° qui la composent, favorisant ainsi un meilleur traitement de celle-ci. Sa géométrie 3D (figure 2.5a) ainsi que sa demi coupe axiale (figure 2.5c) illustrent tous ces détails géométriques.



(a) Géométrie 3D de la torche



(b) zoom sur la partie avale de la torche : tuyère convergente-divergente



(c) Demi coupe dans l'axe de la torche

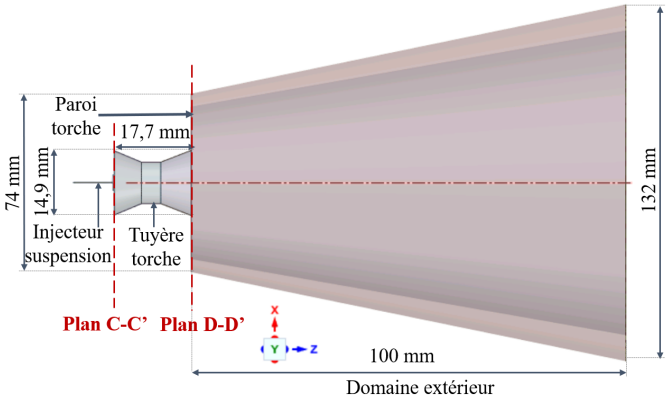
FIGURE 2.5 – Détails de la géométrique de la torche Mettech Axial III+ adaptée de [118].

Licence CC BY-NC-ND 3.0

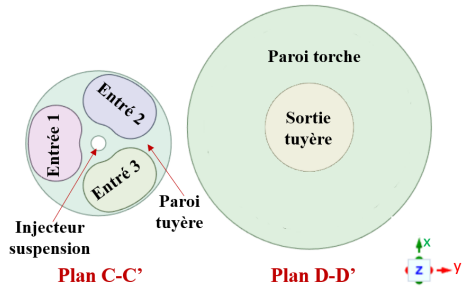
Trois jets plasma distincts sont formés dans chacune des torches, par initiation de l'arc électrique à la pointe de la cathode et son attachement sur la paroi de l'anode, qui s'étend sur toute la partie droite du canal (du point A au point B, figure 2.5c). Chaque jet plasma ainsi formé passe dans un canal incliné qui converge vers l'axe central de la torche (du point B au point C, figure 2.5c), dont la section droite à son extrémité aval n'est pas circulaire mais en forme de "haricot" (figure 2.5c), puis il pénètre dans une tuyère convergente-divergente (du point C au point D), qui est illustrée plus en détail sur la figure 2.5b. Les trois jets plasma distincts issus des trois torches se réunissent donc dans cette tuyère pour être émis ensuite dans l'air ambiant (à partir de la section D-D'). La section droite d'entrée de la tuyère (plan C-C') est illustrée en figure 2.5b, elle est composée des trois entrées de plasma sous forme de "haricot" en couleur orange et d'un espace central circulaire qui représente l'entrée de la suspension.

2.2.2 Domaine de calcul

Le domaine relatif à la modélisation de la formation du plasma par le postdoctorant s'étend de la partie amont de la torche jusqu'à la section de sortie du plasma dans les canaux convergents (C-C'), qui correspond à la section d'entrée des jets dans la tuyère convergente-divergente.
Le domaine modélisé dans ce travail s'étend en aval à partir de la section d'entrée du plasma dans la tuyère convergente-divergente (C-C'), tel que schématisé en figure 2.6a. Il comprend donc la tuyère de la torche avec l'injecteur de suspension, ainsi qu'un domaine extérieur dont la forme est un cône tronqué, représentant la zone où le plasma se mélange à l'air ambiant. Celui-ci s'étend sur 100 mm de longueur, distance de tir nécessaire pour permettre un bon traitement cinématique et thermique des gouttelettes et des particules par le jet plasma avant leur interaction avec la cible (substrat).



(a) Domaine de calcul



(b) Section d'entrée (plan C-C') et section de sortie (plan D-D') de la tuyère

FIGURE 2.6 – Géométrie du domaine d'étude incluant le tube d'injection de la suspension, la tuyère de la torche Axial III+ et le domaine extérieur.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

2.2.3 Chaînage des modèles de la torche et du jet

Le chaînage entre les modèles de formation du plasma et du développement du jet turbulent est effectué au niveau de la section (C-C'), qui marque le début de la tuyère convergente-divergente où se réunissent les jets (figure 2.5a). Cependant, pour éviter l'effet des conditions aux limites, le canal convergent relatif à la modélisation MHD est étendu de 20 mm en aval de la section C-C', et les profils de vitesse et de température issus de cette modélisation sont ensuite extraits à la section C-C', pour être imposés à la même section, dans le modèle de développement du jet, au niveau de chaque section de sortie des canaux convergents, dont la forme est en "haricot" (figure 2.5b).

Des interpolations linéaires de vitesse et de température sont effectuées entre les deux maillages (relatifs à la torche et au développement du jet à l'extérieur) car ils présentent un nombre d'éléments différent.

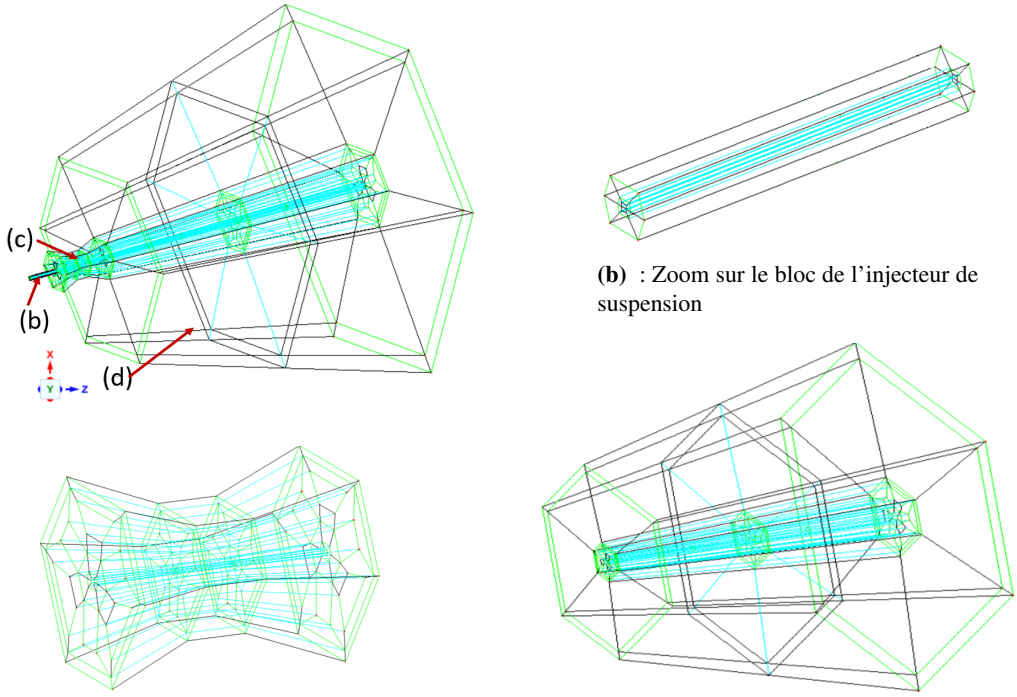
Pour des raisons d'optimisation du temps de calcul, la modélisation de la formation du plasma dans la torche Axial III+ est effectuée pour une seule petite torche parmi les trois, en supposant que les autres se comportent de manière similaire. Ainsi, pour imposer des conditions aux limites d'entrée qui soient les plus cohérentes possibles au niveau des trois haricots pour la modélisation du développement du jet plasma (plan C-C'), une duplication des résultats sur les deux autres haricots non modélisés par rotation à 120° et -120° est effectuée en suivant un déphasage temporel de t=T/3, "T" étant la période de fluctuation de l'arc. Ce déphasage est instauré afin d'introduire des différences au niveau des trois entrées, car a priori les trois jets ne sont pas symétriques, malgré le fait que les conditions de fonctionnement des trois petites torches soient les mêmes [35].
D'autre part, il est important de souligner que la modélisation de la formation du plasma dans la torche par approche MHD est effectuée en s'appuyant sur des propriétés thermodynamiques et de transport calculées à 1,5 bar. En effet, même s'il n'est pas possible de mesurer la pression dans la torche compte tenu de sa compacité, des observations expérimentales ont montré que la pression d'injection de la suspension augmente de 0,5 bar à l'allumage du plasma. Cet ajustement a permis d'obtenir des profils de vitesse et de température en sortie de torche beaucoup plus réalistes physiquement que ceux préalablement établis à 1 bar : en effet, les données issues d'un calcul MHD à pression atmosphérique avaient conduit au développement d'un jet supersonique avec présence d'onde de choc, qui ne reflétait pas les observations expérimentales.

2.2.4 Maillage du domaine de calcul

Comme illustré en figure 2.6b, la structure de la section droite d'entrée de la tuyère en aval de la torche Axial III+ (plan C-C') est très complexe. En effet, celle-ci est constituée de plusieurs sections internes de formes et d'échelles différentes : une section circulaire de 0,2 mm^2 pour l'injecteur de suspension central, et trois sections de sortie du plasma en forme de haricot d'environ 40 mm^2 chacune. Malgré la complexité de cette géométrie, un maillage hexaédrique structuré est conçu pour permettre un alignement et une orthogonalité des faces par rapport à l'écoulement, et ainsi éviter ainsi des problèmes de convergence, surtout en présence de gros gradients radiaux entre le plasma et l'air ambiant.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Le maillage est réalisé avec le logiciel ICEM CFD. Un bloc est créé de manière à envelopper toute la géométrie et à épouser parfaitement sa forme, comme représenté en figure 2.7. Celui-ci comprend trois zones principales, la première pour l'injecteur de suspension (2.7b), la deuxième pour la tuyère de la torche (2.7c), et enfin une dernière pour le domaine extérieur (2.7d). Ces sous-blocs (zones) sont reliés de manière à permettre la réalisation d'un maillage hexaédrique par discrétisation directe des différentes arêtes qui les composent.



(b) : Zoom sur le bloc de l'injecteur de suspension

(c) : Zoom sur le bloc de la tuyère

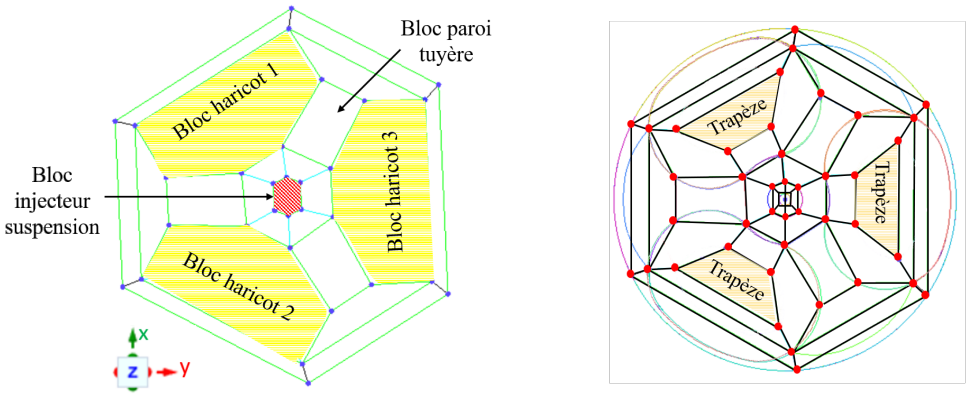
(d) : Zoom sur le bloc du domaine extérieur

FIGURE 2.7 – Représentation des différents blocs qui composent la géométrie d'étude.

Pour mieux cerner la configuration du bloc géométrique sur lequel seront réalisées les discrétisations du maillage, sa section droite à l'entrée du domaine (plan C-C') est schématisée en figure 2.8. Cette section est donc décomposée en sous-régions par des arêtes (lignes noires sur la figure 2.8b) qui recouvrent tous les détails géométriques de sorte à relier les trois O-grids de sortie du plasma (bloc haricot sur la figure 2.8a) à l'O-grid de l'injecteur de suspension central ainsi qu'à l'espace solide constituant la paroi de la tuyère.

Ces O-grids et les différentes liaisons au niveau de cette section droite sont ainsi conçus afin de créer une structure cohérente qui permettra de générer un maillage hexaédrique par la suite par discrétisation directe des arêtes. Le maillage épousera parfaitement les formes géométriques au sein de la structure, car chaque arête du bloc est associée à la courbe qui lui correspond dans la géométrie : par exemple, l'hexagone en figure 2.8b est associé au cercle externe représentant la paroi de la tuyère.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) **(b)**

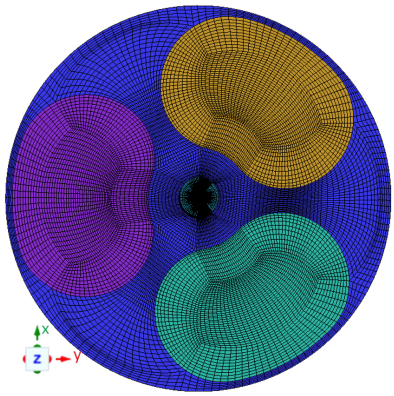
FIGURE 2.8 – Représentation schématique d'une section droite du bloc à l'entrée du domaine (plan C-C') (a) et ses détails géométriques et points de liaison entre ses différentes arêtes (b).

Cependant, pour que le maillage soit de bonne qualité, il est impératif d'éviter d'avoir des cellules trop déformées ou distordues du fait de la présence d'angles trop aigus ou obtus aux points de liaison des arêtes reliant les différentes sous-régions, illustrés explicitement en rouge sur la figure 2.8b, ainsi que les quatre points du trapèze internes conçus au sein des « haricots » (figure 2.8b). Ces trapèzes sont définis au préalable pour permettre une bonne répartition des mailles dans le domaine fluide. Pour ce faire, une étude est effectuée afin de déterminer l'emplacement exact de tous ces points de manière à obtenir des cellules avec des angles compris entre 55° et 125°.

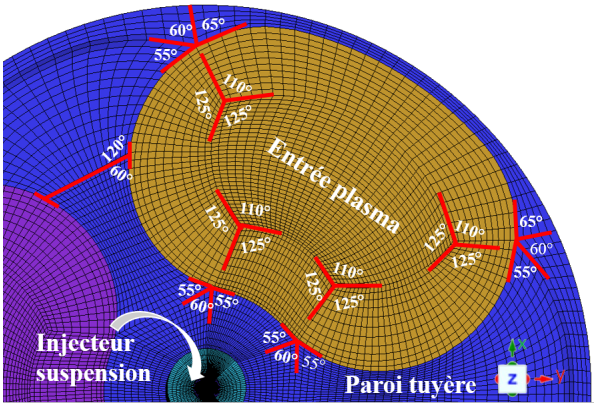
La figure 2.9 illustre le maillage dans une section droite de la géométrie à l'entrée de la tuyère (plan C-C') et à la sortie de celle-ci (plan D-D'). Comme le montre la figure 2.9b, les angles des mailles trop aigus et trop obtus ont été évités, grâce au bon positionnement des points de liaison entre les arêtes du bloc de maillage.

De plus, pour avoir une bonne résolution de l'écoulement, il faut un nombre minimal de nœuds aux niveaux des sections de sortie du plasma (les « haricots ») qui représentent aussi les sections d'entrée du fluide dans notre domaine. L'étude de la densité de maille a démontré qu'il faut environ 30 nœuds sur les bases des trapèzes internes ainsi que sur les bases des blocs englobant les « haricots » pour permettre une répartition satisfaisante de maille à l'intérieur des zones fluides. Cela se traduit par un nombre de nœuds similaire sur toutes les arêtes qui leur sont parallèles, y compris celles de l'injecteur de suspension. De par son très faible diamètre, qui est d'environ 500 micromètres, la taille des mailles centrales dans les sections droites C-C' et D-D'(plan XY) au niveau de l'injecteur est infime, de l'ordre de 10 micromètres. Le nombre total de mailles dans la section droite en sortie de tuyère (D-D') est de l'ordre de 20 500 éléments, établi par une discrétisation de 143 $\times$143 dans le plan XY (figure 2.9c).

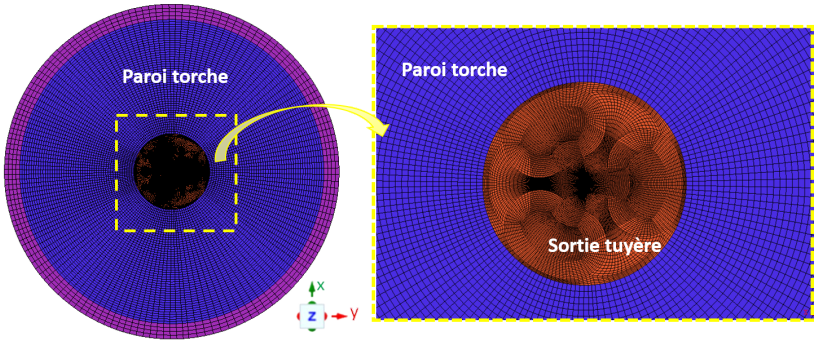
Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Maillage de la section droite d'entrée de la tuyère (C-C').



(b) : Zoom au niveau d'un haricot pour juger de la qualité des angles des mailles à la section d'entrée de la tuyère (C-C').



(c) : Section droite du maillage à la sortie de la tuyère convergente-divergente (D-D')

FIGURE 2.9 – Maillage des sections droites d'entrée (C-C') et de sortie (D-D') de la tuyère convergente-divergente.

Le rapport d'aspect maximal de la maille vaut 2,5 pour les mailles 2D de la section droite (radialement suivant le plan XY), ce qui reflète une bonne cohérence entre la largeur et la hauteur de la maille.
L'extrusion du maillage suivant l'axe de la torche a impliqué une augmentation de la valeur maximale du rapport d'aspect dans la direction de l'écoulement (Z), du fait de l'étirement axial des mailles centrales au niveau du tube d'injection de la suspension (figure 2.10). Cette discrétisation plus grossière mais consentie dans la direction Z par rapport aux deux autres directions XY (imposée par le diamètre infime de l'injecteur), permet d'éviter un nombre de mailles prohibitif dans tout le domaine de calcul, tout en respectant la valeur maximale admissible pour le rapport d'aspect, qui, selon les recommandations de Fluent, est de 35 dans le cas où l'écoulement est aligné avec les cellules étirées. De ce fait, le nombre minimal de nœuds imposé dans la direction axiale est de 410, ce qui amène à une discrétisation de $143 \times 143 \times 410$, et un nombre total d'éléments de 8 384 000 dans le domaine, pour un rapport d'aspect maximal de 35.
Théoriquement, il est donc possible de réduire ce rapport d'aspect dans les mailles centrales, mais cela va engendrer un nombre d'éléments beaucoup plus élevé, atteignant les 40 millions pour un rapport d'aspect maximal de 6, impliquant des temps CPU prohibitifs non justifiés.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

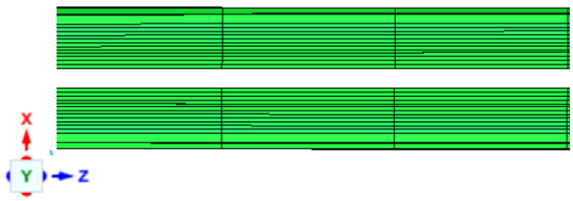


FIGURE 2.10 – Étirement des mailles centrales dans la direction de l'écoulement Z.

L'orthogonalité minimale des éléments du maillage est de l'ordre de 0,75. Ce critère vaut 1 lorsque les angles au niveau des mailles hexaédriques sont de 90°. Ceci dit, un minimum de 0,75 indique que le maillage obtenu est de très bonne qualité, compte tenu des contraintes géométriques qui existent dans le domaine d'étude.

Ainsi, un maillage hexaédrique de très bonne qualité est mis au point, respectant les critères cités précédemment et récapitulés dans le tableau 2.2. La taille d'élément minimale à l'extérieur de la tuyère, dans les directions X et Y, ainsi que dans la direction de l'écoulement Z, est également présentée dans le tableau. Le maillage de la section latérale (XZ) ainsi que celui relatif à la tuyère en 3D sont illustrés respectivement dans les figures 2.11 et 2.12.

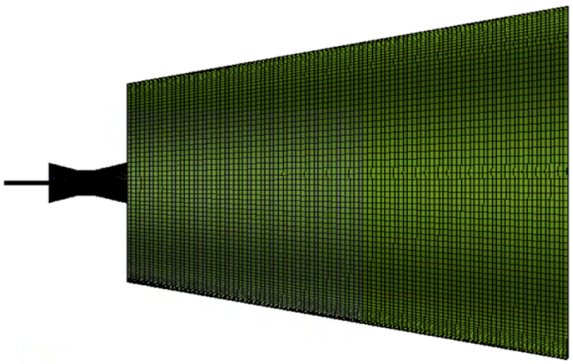


FIGURE 2.11 – Vue latérale du maillage sur tout le domaine d'étude.

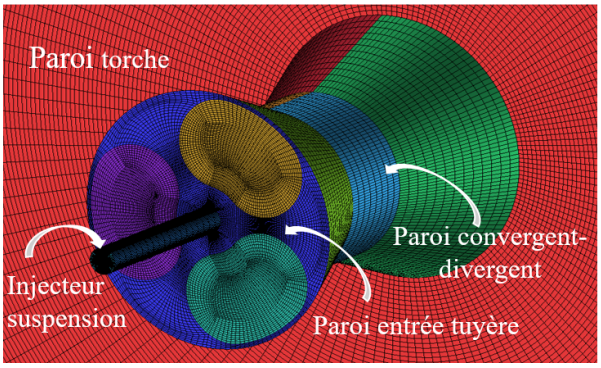


FIGURE 2.12 – Zoom sur le maillage de la tuyère au niveau du convergent-divergent.

Caractéristiques du maillage avec la torche Axial III+						
Nombre d'éléments	Δz min	Δx Δy min	Orthogonalité min	Rapport d'aspect max	Angle min	Angle max
8 384 000	0,1 mm	0,015 mm	0,75	35	55°	125°

TABLEAU 2.2 – Tableau récapitulatif des caractéristiques du maillage avec la torche Axial III+.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

2.3 Conditions aux limites

Les conditions aux limites imposées aux bords du domaine sont les mêmes pour les torches Axial III+ et F4, elles sont présentées en détail dans le tableau 2.3 ainsi qu'en figure 2.13. Elles correspondent soit à des frontières libres avec condition de flux nul (condition de Neumann) si l'écoulement est sortant, sinon une température est imposée à 300 K et une fraction massique d'air à 1 si l'écoulement est entrant (condition de Dirichlet). Une condition de paroi (flux nul) est imposée au niveau des faces des deux torches à l'entrée du domaine, ainsi que sur les parois des deux tuyères, tel qu'illustré sur la figure 2.13. Les conditions aux limites d'entrée sont représentées par les profils de vitesse et de température résolus en temps et en espace issus de la modélisation MHD des deux torches.

Grandeurs	**Frontières libres**		**Entrée tuyère**	**Parois tuyère**
	Flux sortant	***Flux entrant***		
Pression	$P = P_{atm}$	$P = P_{atm}$	-	-
Vitesse	$\frac{\partial u}{\partial n} = 0$	u déduite de P	$u = f(x,y,t)$	$u = v = w = 0$
Température	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$	$T = 300K$	$T = f(x,y,t)$	$\frac{\partial T}{\partial n} = 0$
Fraction massique	$\frac{\partial \chi}{\partial n} = 0$	$\chi(air) = 1$	$\chi(Ar - H_2) = 1$	$\frac{\partial \chi}{\partial n} = 0$

TABLEAU 2.3 – Conditions aux limites imposées aux différentes frontières du domaine

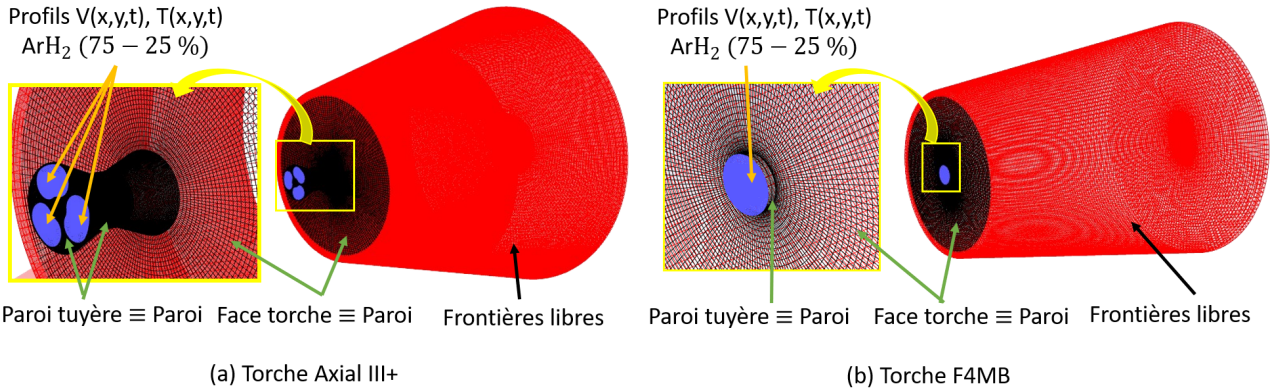


FIGURE 2.13 – Illustration des conditions aux limites dans les domaines de calcul relatif au développement du jet plasma dans l'air avec la torche Axial III+ (a) et F4 MB (b).

Dans ce qui suit, nous allons présenter brièvement et de manière non exhaustive les bases du modèle numérique MHD développé et appliqué pour les deux torches, desquelles sont issues les conditions aux limites d'entrée.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

2.3.1 Aperçu de la modélisation de la formation du plasma : torches F4MB et Axial III+

Le modèle de la formation du plasma a été développé par R.Zhukovskii et J.Perambadur (postdoctorants au laboratoire IRCER), avec le code open source *Code_Saturne*, par des approches MHD à l'ETL et à 2-T pour la torche F4 et uniquement à l'ETL pour la torche Axial III+.

Paramètres de fonctionnement des deux torches

Comme on souhaite une modélisation réaliste du développement du jet plasma dans l'air, les conditions opératoires des deux torches correspondent à des conditions usuelles pour la réalisation de revêtements en céramique par projection plasma atmosphérique. Elles correspondent à une enthalpie spécifique et à une conductivité thermique élevées, favorables au traitement thermique du matériau. Ces conditions sont présentées dans le tableau 2.4.

Paramètres	Torche F4MB	Torche Axial III+ (1 sur 3)
Diamètre torche [mm]	6	$\sim$ 6,8
Gaz plasmagènes	75%(Ar)-25%(H_2) vol	75%(Ar)-25%(H_2) vol
Débit massique gaz plasmagènes [NL/min]	60	100
Injection gaz	coaxiale à la cathode	coaxiale à la cathode
Intensité électrique (I) [A]	600	200
Puissance électrique torche [kW]	42,5	
Rendement thermique torche (η) [%]	60	

TABLEAU 2.4 – Paramètres de fonctionnement des torches F4MB et Axial III+.

Ces conditions opératoires conduisent à un arc fonctionnant en régime de claquage-réamorçage. De ce fait, ces torches génèrent un jet fortement instationnaire, caractérisé par une forte amplitude de fluctuation de vitesse et de température, qui devient vite très turbulent lors de sa rencontre avec l'air ambiant.

Modélisation de la génération du plasma par approche MHD

La génération du plasma est modélisée suivant une approche MHD tridimensionnelle et instationnaire. Le modèle électromagnétique [113, 125, 118] est construit dans le code open source *Code_Saturne* [8], qui est un code CFD développé par EDF pour les écoulements faiblement compressibles, basé sur la méthode des volumes finis et incluant un modèle électromagnétique.
La modélisation à l'ETL et à 2-T développée par Perambadur [118] et implémentée dans *code_Saturne*, s'appuie :

- la résolution simultanée des équations de conservation du fluide et des équations électromagnétiques, couplées par des termes sources, issus de la résolution des équations de Maxwell ;
- l'intégration des électrodes dans le domaine de calcul pour éviter l'imposition de conditions aux limites électromagnétiques et thermiques délicates [17, 125, 118] ;
- l'intégration d'un modèle de claquage-réamorçage à l'ETL pour représenter le ré-attachement de l'arc en amont de la colonne en extinction par introduction d'une colonne de conductivité électrique plus

Licence CC BY-NC-ND 3.0

importante, dès que la valeur du champ électrique radial généré au bord de l'arc atteint une valeur seuil au travers de la couche limite froide (correspondant à l'isotherme de plasma de 7000 K), comme illustré en figure 2.14 et détaillé dans [17, 118].

- le modèle de claquage réamorçage hors équilibre s'appuie sur les travaux de Freton et al. [173], où l'énergie d'ionisation et la conductivité thermique réactive sont intégrées dans l'équation de l'énergie des électrons, tandis que l'énergie de dissociation est intégrée dans l'équation des espèces lourdes [17, 118] ;

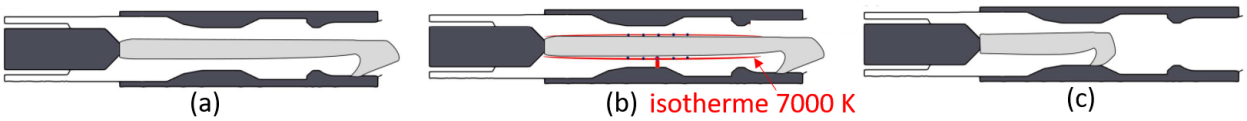


FIGURE 2.14 – Schéma du processus de réamorçage avec le modèle mis en place ; (a) arc développé juste avant le réamorçage, (b) arc développé avec une nouvelle colonne artificielle en couleur rouge dans la direction amont ; (c) nouvelle configuration de l'arc juste après le réamorçage [118].

Validation du modèle numérique

Le modèle numérique MHD pour les torches F4MB et Axial III+ est validé en se basant sur une comparaison de la variation temporelle de la tension de l'arc et du rendement thermique de la torche à des résultats expérimentaux obtenus dans les mêmes conditions de fonctionnement au laboratoire IRCER. Cette validation est présentée en détail dans [118] pour la torche Axial III+ modélisée à l'ETL seulement, et illustrée dans le tableau 2.5 pour la torche F4MB modélisée à l'ETL et à 2-T. Les variations temporelles de la tension d'arc pendant le processus de réamorçage sont représentées sur la figure 2.15 pour la torche F4. De grandes fluctuations de tension d'arc sont observées, avec une augmentation progressive de celles-ci liée à l'allongement de l'arc, suivie d'une chute brusque liée à la rupture de la colonne dans la direction amont.
Le modèle numérique reproduit la dynamique de l'arc en mode claquage-réamorçage, puisque pour la :

- torche Axial III+ : la tension d'arc prédite à l'ETL est de 141 V, assez proche de la tension expérimentale (136,2 V) [118] ;
- torche F4 MB :le modèle à 2 températures est en meilleur accord avec les résultats expérimentaux, excepté pour l'amplitude des fluctuations [172] ;

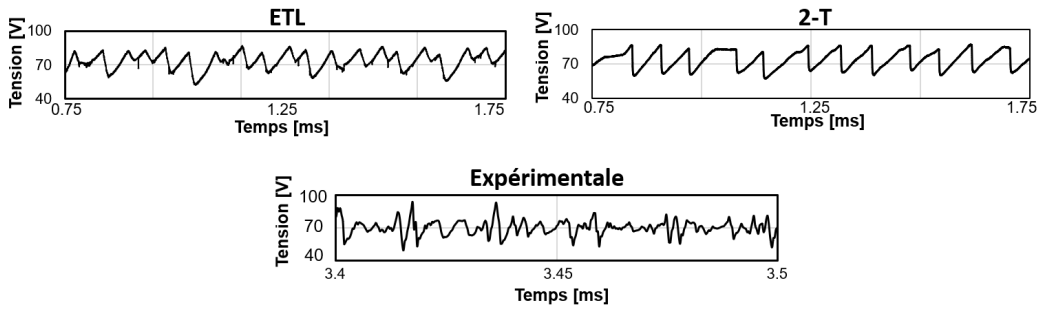


FIGURE 2.15 – Variation temporelle de la tension d'arc en mode claquage-réamorçage pour la torche F4.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

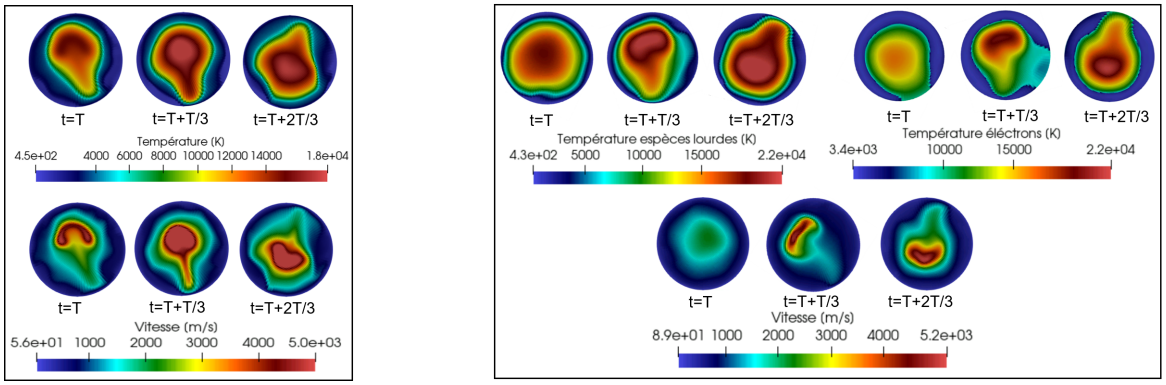
Le modèle 2-T permet une meilleure description des phénomènes physiques. En effet, les pertes thermiques sont beaucoup plus faibles avec ce modèle, compte tenu du transfert d'énergie de dissociation des électrons vers les espèces lourdes, qui est retardé car il dépend du terme d'échange (couplage énergétique) entre électrons et espèces lourdes, lié à une résolution distincte des deux équations d'énergie, permettant ainsi une meilleure description des phénomènes dans la torche.

Résultats	Modèle ETL	Modèle 2-T	Expérience
Tension moyenne	82,7 V	74,37 V	70,4 V
Amplitude fluctuation	21 V	24 V	21 V
Fréquence moyenne	23,3 KHz	20,3 KHz	$\sim 14-16$ KHz
Puissance électrique	49,6 KW	44,6 KW	42,5 KW
Efficacité thermique	47,7 %	54,4%	60 %

TABLEAU 2.5 – Résultats de la modélisation de la torche F4MB et mesure expérimentale [172]

2.3.2 Résultats en sortie de la torche F4 MB

Les figures 2.16a et 2.16b représentent les champs de vitesse et de température sur un plan perpendiculaire à l'axe de la torche en sortie (section A-A'). Ces champs sont issus du modèle à l'ETL et à deux températures, pour 3 instants différents de la simulation correspondant à T, $T+T/3$ et $T+2T/3$, (T étant la période de fluctuation de l'arc électrique). Les plages d'évolution des vitesses en sortie de torche pour les deux modèles ETL et 2-T sont très proches, avec un flux légèrement plus rapide à deux Températures. Cependant, les températures sont beaucoup plus élevées dans le modèle à 2-T par rapport au modèle à l'ETL (maximum de 22 000 K au lieu de 18 000 K), avec une plage de variation assez similaire pour les espèces lourdes et les électrons. La différence notable de 4000 K par rapport à la température maximale entre les deux modèles (ETL et 2-T) est liée au fait que les pertes thermiques sont beaucoup plus faibles dans la torche pour le modèle à 2-T car deux équations d'énergie distinctes sont résolues (dissociation retardée), contrairement au modèle ETL à une équation, où l'énergie de dissociation est intégrée dans la conduction thermique. Ceci conduit à des pertes thermiques plus importantes, donc à des températures de sortie plus faibles.



(a) Modèle à l'ETL (b) Modèle à 2-T

FIGURE 2.16 – Champs de vitesse et de température dans une section perpendiculaire à l'axe de la torche et en sortie à T, T+T/3 et T+2T/3, (a) modèle à l'ETL, (b) modèle à 2 Températures, torche F4.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

L'évolution temporelle de la vitesse et des températures maximales en sortie de torche, issues des modèles ETL et 2-T, montre qu'il y a d'importantes fluctuations temporelles pour les deux champs, dont les valeurs sont résumées dans le tableau 2.6. Comme les valeurs maximales mentionnées dans ce tableau sont généralement atteintes dans la région centrale du jet, il n'y a pas d'écart significatif entre les températures des espèces lourdes et celles des électrons, car les collisions entre les espèces sont intenses et l'énergie est bien répartie.

Résultats	Modèle ETL	Modèle 2-T
Vitesse max	5000 m/s	5520 m/s
Moyenne de la vitesse max	4200 m/s	4700 m/s
Amplitude fluctuation de vitesse max	1900 m/s	1920 m/s
Température maximale	18500 K	23200 K (espèces lourdes et électrons)
Moyenne de la température max	17250 K	20000 K (espèces lourdes et électrons)
Amplitude fluctuation de température max	4000 K	7200 K
Fréquence des fluctuations	23 KHz	20 KHz

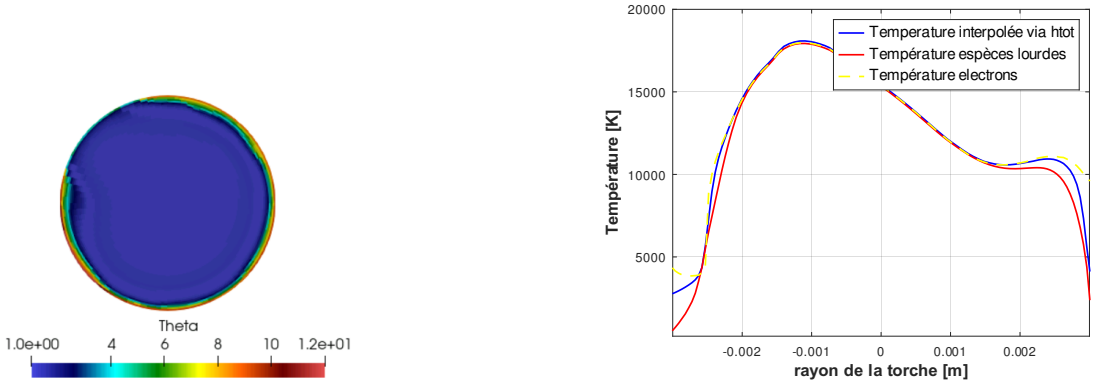
TABLEAU 2.6 – Valeur des vitesses et des températures en sortie de torche pour les modèles à l'ETL et à 2 températures.

Conversion des deux températures issues du modèle 2-T en une seule température représentative pour le modèle du jet à l'ETL

La modélisation du développement du jet plasma dans l'air est effectuée sous l'hypothèse de l'ETL car le plasma est en extinction : les espèces lourdes et les électrons sont représentés par une unique température. Dans le cas où les conditions aux limites sont issues du modèle de formation du plasma à 2-T, il est primordial de convertir les deux températures en une température unique. Généralement, dans cette situation, on ne considère que la température des espèces lourdes, compte tenu du rapport $\theta = T_e/T_\ell$ entre ces deux températures, qui est très proche de l'unité dans la plupart du domaine, sauf en très proche paroi où la température des électrons est jusqu'à 12 fois plus importante (figure 2.17a).

Pour éviter la perte énergétique liée à la non prise en compte de l'énergie des électrons, nous avons mis au point une démarche plus rigoureuse qui consiste à représenter le plus correctement possible l'énergie totale, en calculant une seule température qui prend en compte l'énergie des espèces lourdes et celle des électrons. Ainsi, à partir de l'enthalpie totale en sortie de torche (espèces lourdes plus électrons), une température correspondante est déterminée via des interpolations dans la table des données des propriétés thermodynamiques à l'ETL. Ainsi, une seule température équivalente, plus représentative, est obtenue. La comparaison du profil radial en sortie de torche de ces différentes températures (espèces lourdes, électrons et interpolée via l'enthalpie totale) à un instant fixe de la simulation (figure 2.17b) montre que le profil de température interpolé est très cohérent, avec une évolution quasi identique aux profils de température des espèces lourdes et des électrons dans la région centrale et proche centrale, et assure des valeurs intermédiaires aux deux températures en se rapprochant des parois, où le déséquilibre est plus prégnant (figure 2.17a).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

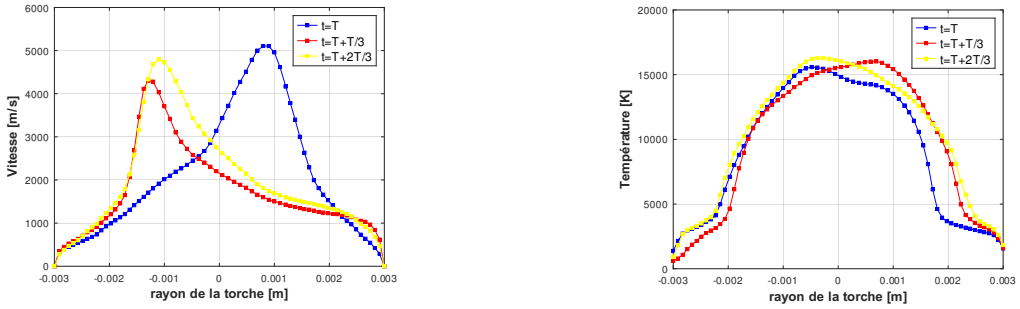


(a) (b)

FIGURE 2.17 – (a) Rapport $\theta = T_e/T_h$ entre la température des électrons et la température des espèces lourdes dans un plan perpendiculaire à l'axe de la torche à sa sortie ; (b) Profil radial en sortie de torche de la température des espèces lourdes, des électrons issus de la modélisation MHD à 2-T et de la température équivalente calculée via des interpolations de l'enthalpie totale.

Ainsi, sous l'hypothèse de l'ETL, les vitesses et températures en sortie de torche issues du modèle MHD sont directement extraites pour être imposées comme conditions aux limites d'entrée dans le modèle du jet. Par contre, dans le modèle à 2-T, les températures sont recalculées pour prendre en compte l'énergie totale du système sur la base d'une interpolation de l'enthalpie totale.

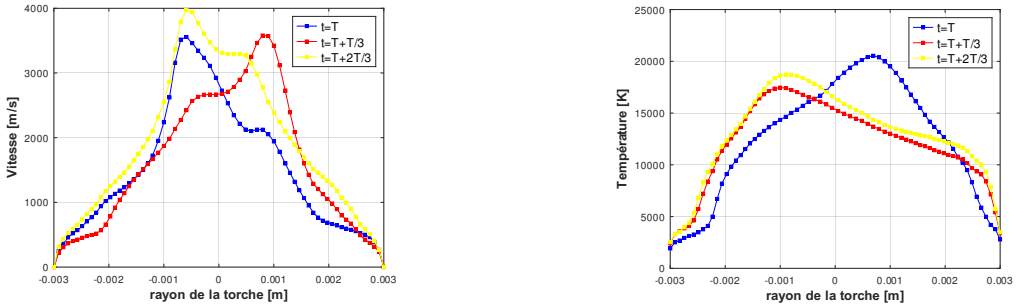
Les figures 2.18 et 2.19 représentent les profils radiaux de vitesse et de température obtenus en sortie de torche après modélisation de celle-ci, respectivement, à l'ETL et à 2-T, à différents instants de la simulation, correspondant à T, $T+T/3$, $T+2T/3$. Contrairement aux profils expérimentaux qui sont parfaitement lisses et symétriques, car moyennés dans le temps, ces profils instantanés issus de la simulation sont dissymétriques, avec la présence de différents points d'inflexion, et varient spatialement et temporellement. Cet effet est plus marqué pour la vitesse que pour la température, du fait que l'inertie de cette dernière est liée à la dissociation et à l'ionisation. Cependant, cette dissymétrie est tout de même présente pour la température, avec un effet plus marqué à 2-T qu'à l'ETL. De ce fait, ces profils permettent a priori une représentation assez réaliste de la physique du problème étudié.



(a) Vitesse (b) Température

FIGURE 2.18 – Profils radiaux instantanés de vitesse et de température en sortie de torche à 3 instants correspondants à T, T+T/3 et T+2T/3 - modèle à l'ETL.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



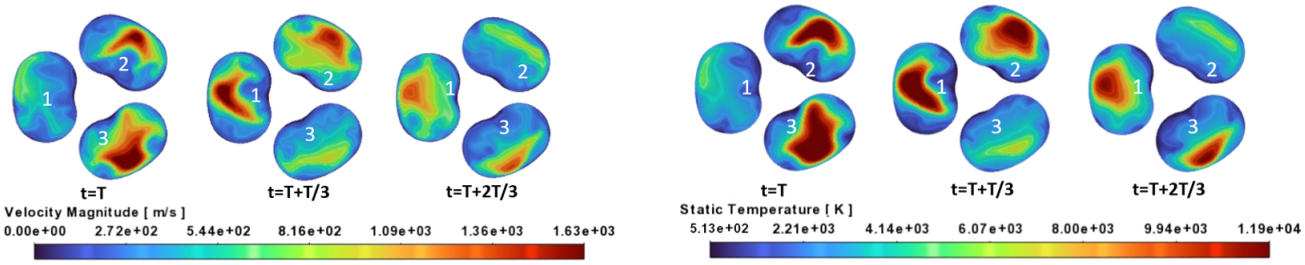
(a) Vitesse (b) Température

FIGURE 2.19 – Profils radiaux instantanés de vitesse et de température en sortie de torche à 3 instants correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3 - modèle à 2 températures.

Du fait de leurs dissymétries, de leurs points d'inflexion et de leurs variations spatiales et temporelles, ces profils sont susceptibles d'amorcer la turbulence liée aux phénomènes d'instabilité, dûs au cisaillement et aux gradients importants de propriétés entre le jet plasma et l'air ambiant.

2.3.3 Résultats à la sortie de la torche Axial III+ sous l'hypothèse de l'ETL

La figure 2.20 représente les champs de vitesse et de température sur une section droite perpendiculaire à l'axe de la tuyère convergente-divergente (plan C-C'), pour 3 instants de la simulation correspondant à T, $T+T/3$ et $T+2T/3$. Pour rappel, les champs d'écoulement au niveau des entrées 2 et 3 sont obtenus par duplication du premier en appliquant un déphasage temporel de T/3 et de 2T/3. Les plages d'évolution des températures en sortie de torche varient entre 500 K et 11900 K, et la vitesse maximale atteinte est de 1 630 m/s. Une différence notable de 6000 K et de 3370 m/s est observée par rapport aux températures et vitesses maximales atteintes avec la torche F4MB (dans le cas ETL) compte tenu des paramètres de fonctionnement de torche qui sont différents : débit de gaz plus important et puissance électrique plus faible avec la torche Axial III+ par rapport à la torche F4, qui se cumulent avec des différences au niveau des configurations géométriques et des sections de sortie.



(a) (b)

FIGURE 2.20 – Champs de vitesse (a) et de température (b) en sortie des canaux dont la section est en forme de "haricots" aux instants correspondants à T, T+T/3 et T+2T/3, obtenus avec l'approche MHD et un modèle à l'ETL.

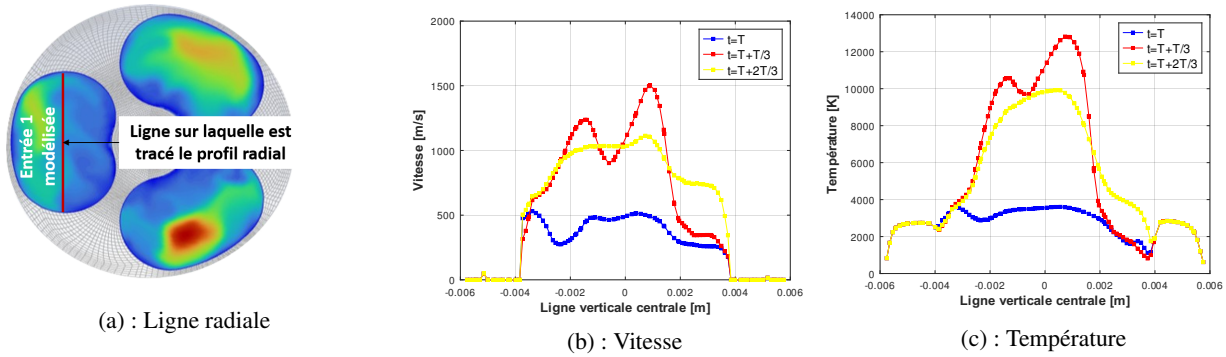
Licence CC BY-NC-ND 3.0

L'évolution temporelle de la vitesse et de la température maximales en sortie de torche permet de déterminer les fluctuations temporelles pour les deux champs, dont les valeurs sont détaillées dans le tableau 2.7. Ainsi, et contrairement à la torche F4 MB, les valeurs maximales sont respectivement 2,4 fois et 1,3 fois plus faibles pour la vitesse et la température, en raison d'une puissance électrique de torche trois fois plus faible (200 A par torche contre 600 A pour la F4 MB) et d'un débit de gaz plus important, ce qui conduit à des enthalpies plus faibles et donc à des températures plus basses. Cependant, l'amplitude des fluctuations est beaucoup plus élevée pour la température ($\sim$ 2 fois) avec la torche Axial III+, probablement en raison d'un déplacement amont-aval plus important du pied d'arc sur l'anode de la torche Axial III+, qui est plus longue et présente des zones de différentes sections.

Résultats	Modèle ETL
Vitesse maximale	2070 m/s
Moyenne de la vitesse max	1400 m/s
Amplitude fluctuation vitesse max	1270 m/s
Température maximale	14200 K
Moyenne de la Température max	11000 K
Amplitude fluctuation de température max	8300 K

TABLEAU 2.7 – Valeurs maximales des vitesses et des températures en sortie de la torche Axial III+.

La figure 2.21 représente les profils de vitesse et de température en sortie d'une des petites torches, suivant la ligne perpendiculaire représentée en rouge sur la figure 2.21a, à différents instants de la simulation correspondant à T, $T+T/3$, $T+2T/3$. Comme pour la torche F4 MB, les profils instantanés sont dissymétriques et varient spatialement et temporellement. Par ailleurs, il y a beaucoup plus de points d'inflexion dans ces profils par rapport à ceux issus de la torche F4, probablement du fait des battements de l'arc et des élargissements-rétrécissements de l'anode. De plus, le changement d'amplitude dans les profils entre les instants correspondants à T et T+T/3 est beaucoup plus important que pour la torche F4, probablement du fait d'un attachement de l'arc plus en amont par rapport à la colonne d'extinction, compte tenu d'une longueur d'anode plus importante, ce qui conduit à des vitesses et des températures plus réduites en sortie.



(a) : Ligne radiale

(b) : Vitesse

(c) : Température

FIGURE 2.21 – Profils radiaux instantanés de vitesse (b) et de température (c) en sortie de la torche Axial III+, suivant la ligne illustrée en (a), à 3 instants correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3 avec le modèle à l'ETL.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

2.4 Méthodes numériques

Dans le cadre de notre étude, la modélisation du développement du jet plasma turbulent dans l'air au repos est réalisée avec le code de CFD Ansys Fluent [174]. Ce code commercial est sélectionné car il est parallélisé, robuste et adapté aux problématiques avec présence de gros gradients de propriétés (vitesse, température, masse volumique ...) comme dans notre étude. Il comprend également des modules pour la modélisation de la turbulence par différentes approches, ainsi que des modules diphasiques Eulérien et Lagrangien pour la modélisation de l'injection, de l'atomisation et le suivi des gouttelettes et des particules dans le jet. Ce dernier critère est important dans le cadre d'une future modélisation de la plus grande partie du procédé SPS.

Le code Ansys Fluent repose sur la méthode des volumes finis, qui a l'avantage de conserver les flux aux interfaces des volumes de contrôle, ce qui est un atout majeur en mécanique des fluides.

2.4.1 Méthodes des volumes finis

Les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et des scalaires, telles que la conservation des espèces et la turbulence, sont résolues par Ansys Fluent suivant l'approche des volumes finis appliquée aux volumes de contrôle correspondant aux différents éléments de maillage. Les équations de conservation sont discrétisées par la méthode des différences finies, puis intégrées sur chaque volume de contrôle afin de construire un système d'équations algébriques comprenant les variables discrètes que l'on cherche à déterminer au centre des mailles, telles que la vitesse, la pression, la température, la fraction massique des espèces... et à la formulation discrète de l'équation.
Les équations de conservation résolues peuvent être écrites sous une forme généralisée donnée par (2.1).

$$\underbrace{\frac{\partial \rho \phi}{\partial t}}_{terme\ transitoire} + \underbrace{\overrightarrow{\nabla} \cdot (\rho \phi \overrightarrow{v})}_{advection} = \underbrace{\overrightarrow{\nabla} \cdot (D_\phi \overrightarrow{\nabla} \phi)}_{diffusion} + \underbrace{S_\phi}_{terme\ source} \tag{2.1}$$

où : ϕ représente la variable à résoudre. Si $\phi = 1$, l'équation de conservation de la masse est retrouvée. En prenant $\phi = u$ où u est la composante axiale du vecteur vitesse, l'équation de la quantité de mouvement est retrouvée. Si $\phi = E_{tot}$, l'équation de l'énergie est retrouvée.

La discrétisation sur un volume de contrôle V par intégration de l'équation généralisée, ainsi que l'application du théorème de la divergence, qui transforme les intégrales de volume en intégrales de surface, donne

$$\int_V \frac{\partial \rho \phi}{\partial t} dV + \oint \rho \phi \overrightarrow{v} \cdot d\overrightarrow{A} = \oint (D_\phi \overrightarrow{\nabla} \phi \cdot d\overrightarrow{A}) + \int_V S_\phi dV \tag{2.2}$$

Ainsi, pour une cellule du domaine de calcul de faces f, l'équation (2.2) devient :

$$\frac{\partial \rho \phi}{\partial t} V + \sum_f^{N_{faces}} \rho_f \phi_f \overrightarrow{v}_f \cdot \overrightarrow{A}_f = D_\phi \overrightarrow{\nabla} \phi_f \cdot \overrightarrow{A}_f + S_\phi V \tag{2.3}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Où : N_{faces} représente le nombre de faces de la cellule considérée, ϕ_f est le flux à la face de la cellule, $\rho_f \phi \overrightarrow{v}_f \cdot \overrightarrow{A}_f$ est le flux massique de la grandeur ϕ_f à la face, A_f est la surface de la face, $\overrightarrow{\nabla} \phi_f$ est le gradient de ϕ à la face et V représente le volume de la cellule.

2.4.2 Linéarisation des équations et solveurs de résolution

L'équation discrétisée (2.3) est non linéaire car elle est exprimée en fonction de la valeur de la variable inconnue ϕ au centre de la cellule, ainsi que des valeurs inconnues de cette variable dans les cellules voisines. Il est donc primordial de la linéariser pour permettre sa résolution via un calcul itératif. La linéarisation de l'équation (2.3) au niveau d'une cellule p du domaine est donnée par (2.4) :

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \tag{2.4}$$

Avec : a_p et a_{nb} sont les coefficients linéarisés respectivement de ϕ_p au centre de la cellule p et ϕ_{nb} aux centres des cellules voisines nb, b représente la contribution constante des termes sources S_c ainsi que des conditions aux limites, tel que $S_\phi = S_c + S_p \phi$.

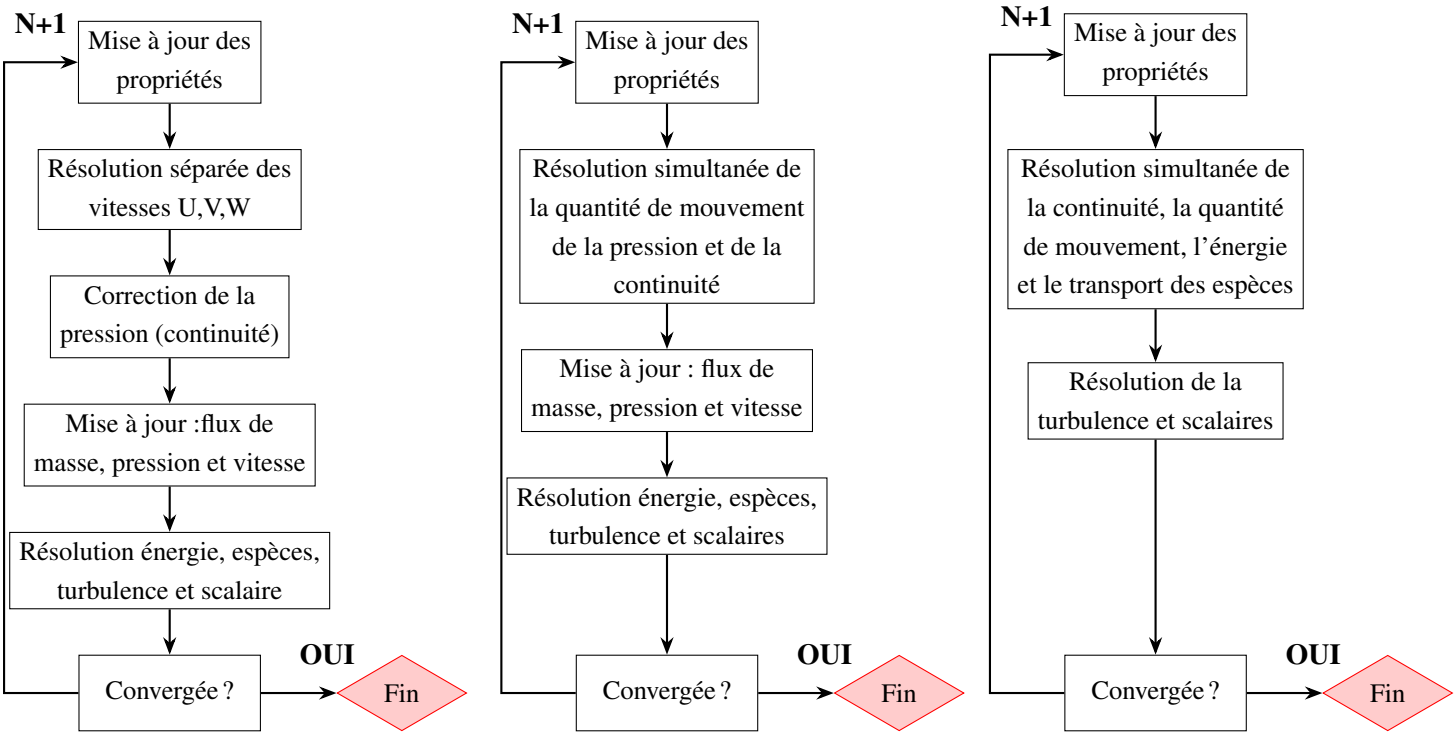
La discrétisation et la linéarisation des équations établies respectivement en (2.3) et (2.4) sont effectuées pour chaque cellule du domaine, conduisant à la mise en place d'un système d'équations algébriques, sous forme matricielle, comme suit :

$$[A][\phi] = [b] \tag{2.5}$$

où : [A] est la matrice des coefficients, $[\phi]$ est le vecteur contenant les variables inconnues des équations. Ainsi, le système peut être résolu itérativement par une méthode appropriée selon le solveur de résolution choisi.

Il existe deux principaux solveurs de résolution sur Ansys Fluent : *Pressure Based* et *Density Based*, dont la différence se situe au niveau de la méthode de linéarisation ainsi que de la résolution des équations discrétisées. Pour comprendre le principe de fonctionnement de chaque solveur ainsi que la différence qui peut exister entre les différentes déclinaisons d'algorithmes disponibles au sein de ces solveurs, nous nous sommes intéressés de plus près à leur procédure de résolution, schématisée en figure 2.22.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) "Pressure Based séparé" (b) "Pressure Based couplé" (c) "Density Based"

FIGURE 2.22 – Logigrammes des différents algorithmes de résolution disponibles dans le code Ansys Fluent.

a. Solveur basé sur la pression (*Pressure Based*)

La procédure consiste à calculer le champ de vitesse à partir de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, la conservation de la masse est ensuite obtenue en résolvant l'équation de correction de la pression par un algorithme de couplage vitesse-pression, basé sur une combinaison de l'équation de continuité et de la quantité de mouvement, de sorte que le champ de vitesse corrigé par la pression satisfasse la conservation de la masse. Du fait que les équations de conservation soient non linéaires et couplées les unes aux autres, leur résolution implique un calcul itératif dans lequel l'ensemble des équations est résolu jusqu'à arriver à convergence. Pour cela, deux déclinaisons d'algorithmes sont disponibles :

- Un algorithme séparé qui résout toutes les équations séparément, l'une après l'autre ;
- Un algorithme couplé qui résout l'équation de la continuité et de la quantité de mouvement de manière simultanée et couplée, alors que celles de l'énergie et de la conservation des espèces sont résolues après et séparément l'une après l'autre.

La linéarisation des équations est effectuée suivant une approche implicite, basée sur la méthode de Gauss-Seidel.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Résolution suivant un algorithme séparé**

Dans cet algorithme, toutes les équations de conservation sont résolues séparément l'une après l'autre, tel que schématisé en figure 2.22a, conduisant ainsi à une convergence plus lente de la solution.
La procédure itérative consiste d'abord à mettre à jour les propriétés physiques des fluides en fonction de la solution à l'itération « n » ou des valeurs à l'initialisation (s'il s'agit du début du calcul). Les équations de conservation du fluide sont alors résolues l'une après l'autre en utilisant les valeurs des flux de pression et de masse, l'équation de correction de pression est ensuite résolue. Grâce à cette correction de pression, les flux de masse, la pression et les champs de vitesse sont corrigés de manière à satisfaire la conservation de l'équation de continuité. Enfin, l'équation d'énergie et les équations des scalaires, telles que la conservation des espèces et la turbulence, sont résolues en fonction des valeurs de la solution à l'itération considérée. Si les critères de convergence jugés par des résidus, dont la formulation est expliquée en Annexe D, sont vérifiés, le calcul itératif s'arrête et la solution est obtenue, sinon il passe à l'itération suivante « n+1 ».
Le schéma de couplage vitesse-pression contrôle la manière dont la pression et la vitesse sont mises à jour, dans ce cas découplé, cela peut se faire suivant quatre algorithmes possibles :

> **Semi-Implicit Method for Pressure-Linked Equations (SIMPLE)**

L'algorithme SIMPLE s'appuie sur une relation entre les corrections de vitesse et de pression pour tenir compte de la conservation de la masse et obtenir un champ de pression. Ainsi, le flux de masse J_f à travers la face d'une cellule f est corrigé pour satisfaire la conservation de la masse, de sorte que $J_f = J^*{}_f + J'{}_f$, avec : $J^*{}_f$ le flux déterminé avec le champ de pression supposé initialement, et $J'{}_f$ le flux rajouté pour corriger et satisfaire la conservation de la masse à la face, il est donné par $J'_f = d_f(p'_P - p'_E)$, où d_f est une fonction de la moyenne des coefficients a_p de l'équation de quantité de mouvement dans les cellules adjacentes à la cellule considérée, p'_P et p'_E représentent la pression corrigée aux niveaux des cellules adjacentes.
L'algorithme SIMPLE est très robuste, il permet la convergence même pour des écoulements complexes impliquant de la turbulence ou des modèles physiques supplémentaires.

> **SIMPLE-Consistent (SIMPLEC)**

La procédure de résolution SIMPLEC est similaire à celle du SIMPLE, sauf que dans cet algorithme, le coefficient d_f nécessaire à la correction des flux de masse au niveau des cellules est déterminé plus rigoureusement. Il est défini comme étant une fonction de $\left(\overline{a_p - \sum_{nb} a_{nb}}\right)$.
Cette correction permet d'accélérer la convergence dans le cas où le couplage pression-vitesse constitue un obstacle à l'obtention d'une solution convergée avec l'algorithme SIMPLE. Il permet également une convergence plus rapide dans le cas des problèmes ayant une physique simple, tels que les écoulements laminaires, ne nécessitant pas de modèles supplémentaires.

> **Pressure-Implicit with Splitting of Operators (PISO)**

La procédure de l'algorithme PISO est similaire à celle des algorithmes SIMPLE et SIMPLEC, sauf que celui-ci apporte deux corrections supplémentaires pour la pression et la vitesse par itération ou par pas

Licence CC BY-NC-ND 3.0

de temps, pour que les nouvelles vitesses et les flux correspondants satisfassent au bilan de la quantité de mouvement. Ainsi, la première correction repose sur l'ajout d'un processus itératif supplémentaire, PISO, permettant de corriger les vitesses corrigées qui satisfont plus étroitement les équations de continuité et de quantité de mouvement. Un second processus itératif est utilisé pour déterminer les composantes du gradient de correction de pression le long des faces des cellules, car la correction du flux de masse à la face et la différence des corrections de pression entre les cellules adjacentes sont très approximatives dans le cas des maillages non structurés et irréguliers (déformés). Ainsi, après la résolution de l'équation de correction de pression, le gradient de correction de pression est recalculé et utilisé pour mettre à jour les flux de masse.
De ce fait, cet algorithme est recommandé dans le cas où le maillage contient des cellules avec des faces mal alignées par rapport à l'écoulement impliquant des angles aigus, car il réduit considérablement les difficultés de convergence dues aux maillages déformés. Il est également recommandé pour les écoulements instationnaires, car il permet d'obtenir une solution stable sans imposer une restriction importante sur le pas de temps, qui peut être plus grand comparé à l'algorithme SIMPLE ou SIMPLEC. Pour les problèmes stationnaires ou avec des maillages structurés, ce solveur ne présente pas d'avantages notables par rapport aux précédents.

- **Résolution suivant un algorithme couplé *(*Coupled)**

Dans cet algorithme, l'équation de continuité basée sur la pression et l'équation de conservation de la quantité de mouvement sont résolues simultanément, ensuite l'algorithme passe à la résolution séparée des équations de conservation de l'énergie, de transport des espèces et des scalaires (de la même manière que l'algorithme séparé), tel qu'illustré en figure 2.22b
Le couplage est entièrement implicite : il est réalisé par discrétisation implicite des termes de gradient de pression dans les équations de la quantité de mouvement ainsi que du flux de masse, ce qui entraîne une convergence plus rapide que celle obtenue avec les solveurs "séparés".
Globalement, le schéma couplé permet d'obtenir une résolution robuste et efficace pour les écoulements stationnaires et instationnaires, et permet d'instaurer un couplage modéré entre les variables de vitesse et de pression.

b. Solveur basé sur la densité (*Density Based*)

Contrairement au solveur basé sur la pression, le solveur basé sur la densité résout la plupart des équations de conservation d'une manière totalement couplée : les équations de continuité, de quantité de mouvement, d'énergie et de transport des espèces sont résolues simultanément en tant qu'un vecteur d'équations. La pression est obtenue en résolvant une équation d'état. Ensuite, les équations des scalaires supplémentaires, telles que celles liées à la turbulence, sont résolues ultérieurement et séparément, l'une après l'autre (figure 2.22c).
Avec ce solveur, il est possible d'effectuer une linéarisation implicite ou explicite de l'ensemble couplé d'équations discrètes, contrairement au solveur basé sur la pression où celle-ci est forcément implicite. Cependant, les équations découplées du système sont résolues uniquement implicitement.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Contrairement à l'approche implicite, l'algorithme de résolution explicite est conditionnellement stable et implique de respecter un pas de temps minimal Δt dans les simulations instationnaires afin d'éviter des problèmes de convergence : la condition CFL (Courant-Friedrichs-Lewy) ou nombre de courant, donnée par l'équation (2.6), ne doit pas dépasser l'unité.

$$CFL = \frac{U\Delta t}{\Delta x} \tag{2.6}$$

U représente la vitesse maximale dans la direction de l'écoulement, et Δx est la taille minimale de la maille dans la direction de l'écoulement.
La méthode explicite est donc assez restrictive sur les pas de temps, elle est plutôt conseillée dans le cas des écoulements fortement instationnaires en présence d'ondes de propagation, car elle offre une meilleure précision de calcul et permet ainsi de mieux capturer ces phénomènes instationnaires.

c. Conclusion

Compte tenu des éléments cités précédemment, le solveur basé sur la pression est applicable à une large gamme d'écoulements, allant du régime incompressible jusqu'aux écoulements faiblement compressibles (dilatables) : i) le solveur découplé permet une certaine flexibilité dans la procédure de résolution des équations ; ii) le solveur couplé offre de meilleures performances de résolution, avec une implémentation monophasée plus robuste et plus efficace pour les écoulements en régime permanent.
Le solveur couplé basé sur la densité est recommandé lorsqu'il existe un fort couplage ou une interdépendance entre la masse volumique, l'énergie, la quantité de mouvement et les espèces, ce qui est le cas pour les écoulements compressibles à grande vitesse avec combustion, les écoulements hypersoniques ainsi que les écoulements avec interactions et chocs. L'approche implicite est préférée à l'approche explicite, car elle n'impose pas théoriquement de limite stricte sur le pas de temps, du fait de la stabilité de la solution, contrairement à l'approche explicite qui impose une limite très stricte sur ce dernier.

Les caractéristiques de ces deux solveurs basés sur la pression et la densité sont résumées dans le tableau 2.8.

Solveur de résolution				
Grandeurs	**Basé sur la pression**		**Basé sur la densité**	
	découplé	***couplé***	***implicite***	***explicite***
Régime	incompre/dilatable	incompre/dilatable	compres/dilatable	compres/dilatable
Couplage physique	faible	léger	fort	fort
Stabilité	stable	stable	stable	stable sous condition
Avantage/inconvénient	Δt plus large	Δt plus large	Δt plus large	Δt restreint

TABLEAU 2.8 – Tableau récapitulatif des différents solveurs de résolution disponibles sur Fluent. Δt fait référence au pas de temps de simulation, "compres" et "incompres" font références à "compressible" et "incompressible".

Dans le cadre de la modélisation du développement du jet plasma dans l'air, qui est un écoulement com-

Licence CC BY-NC-ND 3.0

pressible à grande vitesse mais subsonique (le nombre de Mach peut atteindre 0,6 [29]), le solveur basé sur la densité apparaît comme une meilleure option pour la résolution, d'autant plus que nous avons une forte interdépendance entre les différentes variables vitesse, pression, température et masse volumique, du fait que la physique de notre problème est fortement couplée (compressible-dilatable), pour laquelle une résolution simultanée des équations serait préférable.
Néanmoins, pour juger de la pertinence de ces solveurs numériques dans notre cas d'étude, ses quatre principales variantes seront testées et comparées en termes de précision des résultats et de temps de calcul : i) PISO basé sur la pression, qui est choisi au détriment du SIMPLE et du SIMPLEC du fait des améliorations qu'il peut apporter en régime instationnaire ; ii) couplé basé sur la pression (faible couplage) ; iii) implicite basé sur la densité (implicite fortement couplé) ; iv) explicite basé sur la densité (explicite fortement couplé). Ensuite, en fonction du régime d'écoulement (écoulement compressible ou dilatable), ainsi que du compromis résultat-temps de calcul, un choix sera effectué pour déterminer le solveur le plus approprié pour la suite de l'étude.

2.4.3 Schémas de discrétisation numérique

Pour résoudre l'équation de conservation (2.3) discrétisée dans une cellule du domaine, il est nécessaire de connaître les valeurs des flux de ces différents scalaires sur les faces du volume de contrôle. Cependant, Ansys Fluent conserve ces valeurs scalaires au centre des cellules, au niveau des nœuds du maillage. Pour estimer les flux convectifs ($\rho_f \phi_f \overrightarrow{v}_f \cdot \overrightarrow{A}_f$), diffusifs ($D_\phi \overrightarrow{\nabla} \phi_f \cdot \overrightarrow{A}_f$) et les termes sources, plusieurs schémas d'interpolation sont implémentés dans le code. La principale différence entre les différents schémas de discrétisation réside dans le nombre de points qui sont utilisés pour effectuer l'interpolation du flux à la face ainsi que leur positionnement par rapport à la cellule considérée (à l'amont ou à l'aval), ils sont discutés ci-après. Pour les simulations instationnaires, le terme temporel des équations est également discrétisé par intégration des équations différentielles à chaque pas de temps.

a. Schémas de discrétisation spatiale

Terme diffusif et terme source

Le terme diffusif des équations de conservation ainsi que le terme source sont discrétisés avec un schéma centré d'ordre 2. En effet, la condition de stabilité de ce schéma est satisfaite dans ce cas de diffusion pure, qui implique un nombre de Peclet nul ($Pe = Lv/\alpha$), L étant la dimension caractéristique, v la vitesse et α la diffusivité thermique. Ainsi, la valeur discrète de la variable ϕ à la face f est donnée par :

$$\phi_f = \frac{(\phi_p + \phi_E)}{2} \tag{2.7}$$

ϕ_p et ϕ_E sont les valeurs de ϕ aux nœuds amont et aval à la face f.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Dans le code Ansys Fluent, l'expression de la valeur de ϕ à la face est améliorée en tenant compte de la valeur de son gradient $\nabla\phi$ aux nœuds amont et aval. Ainsi, une seconde interpolation linéaire des gradients est effectuée, l'expression (2.7) devient alors :

$$\phi_f = \frac{(\phi_p + \phi_E)}{2} + \frac{1}{2}\left(\nabla\phi_p \cdot \overrightarrow{r_p} + \nabla\phi_E \cdot \overrightarrow{r_E}\right) \tag{2.8}$$

$\overrightarrow{r_p}$ et $\overrightarrow{r_E}$ sont les vecteurs de position entre le centre des cellules amont et aval, à la face considérée, respectivement.

Terme convectif

Nous allons nous intéresser, dans cette partie, aux schémas de discrétisation les plus pertinents pour notre étude, à savoir : i) le schéma Upwind d'ordre 1 et d'ordre 2, qui facilitent la convergence au début des simulations ; ii) le schéma hybride "centré borné" composé du schéma Upwind et du schéma centré, qui permet de procurer une certaine stabilité au calcul tout en réduisant la diffusion numérique.

- **Schéma Upwind d'ordre 1**

Le schéma Upwind d'ordre 1 (schéma décentré amont) correspond à la formulation la plus simple, car il utilise uniquement la valeur discrète de ϕ au centre de la cellule amont de la face considérée pour déterminer la valeur du flux à la face. La valeur à la face est donc identique à celle du centre de la cellule. Ce schéma a l'avantage de stabiliser le calcul, car les scalaires sont convectés directement dans la direction de l'écoulement. Cependant, il n'est précis qu'à l'ordre 1, ce qui implique de la diffusion numérique dans les solutions, surtout lorsque l'écoulement n'est pas aligné avec les cellules du maillage. De ce fait, et pour un usage judicieux, son utilisation dans notre cas d'étude est restreinte au début des simulations afin de stabiliser les calculs et d'éviter des problèmes de convergence, avant d'adopter par la suite des schémas d'ordre supérieur.

- **Schéma Upwind d'ordre 2**

Le schéma Upwind d'ordre 2 implémenté dans le code Fluent est basé sur le même principe que le schéma Upwind d'ordre 1 : il n'utilise qu'une unique valeur de ϕ au centre de la cellule amont de la face, mais avec une amélioration de la précision de l'extrapolation. Ceci est possible en utilisant la valeur du gradient de ϕ ($\nabla\phi$) au centre de cette cellule amont. La valeur du scalaire ϕ_f à la face est alors donnée par l'équation (2.9).

$$\phi_f = \phi_p + \nabla\phi_p \cdot \overrightarrow{r} \tag{2.9}$$

$\overrightarrow{r}$ est le vecteur position du centre de la cellule amont à la face considérée.
$\nabla\phi$ est atténué par l'application d'un limiteur dans le cas où sa valeur dépasse les valeurs minimales et maximales possibles suivant l'intervalle de valeurs de ϕ dans les cellules considérées.
Le schéma Upwind d'ordre 2 est donc plus précis que le schéma précédent d'ordre 1, il induit moins de diffusion numérique dans la solution.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Schéma hybride "centré-borné"**

Le schéma centré d'ordre 2 peut entraîner des instabilités dans la solution dans les écoulements où la convection domine la diffusion ($\sim$ nombre de Péclet > 2). De plus, dans une modélisation de turbulence par approche LES, ces oscillations sont amplifiées du fait de la diffusivité turbulente, qui est généralement très faible à l'échelle de la maille. De ce fait, pour éviter ce problème, un schéma hybride est implémenté dans le code Fluent. Celui-ci consiste en une combinaison entre le schéma de différence centrée pure donné par (2.8), un schéma mixte jumelant la différence centrée et l'Upwind d'ordre 2 donné par (2.10), ainsi que le schéma simplifié d'Upwind d'ordre 1. Ce schéma hybride, appelé "différence centrée bornée" sur Fluent, fait une transition entre les différents schémas qui le composent, selon les valeurs du nombre de Péclet de maille, pour éviter l'apparition des oscillations numériques. L'ordre du schéma avec la correction apportée est toujours le même, c'est-à-dire ordre 2.

$$\phi_f = \underbrace{\phi_{f_{\text{upwind}}}}_{terme\ 1} + \underbrace{\left(\phi_{f_{\text{centré}}} - \phi_{f_{\text{upwind}}}\right)}_{terme\ 2} \tag{2.10}$$

Les indices upwind et centré font référence à l'expression de la valeur de ϕ à la face respectivement avec le schéma Upwind (équation (2.9)) et le schéma centré modifié (équation (2.8)).

Dans le cadre de notre étude, le schéma Upwind d'ordre 1 est utilisé pour la discrétisation des termes convectifs uniquement au début des simulations avec l'approche RANS pour faciliter la convergence. Par la suite, un passage vers le schéma Upwind d'ordre 2 est effectué pour améliorer la précision des solutions.
Pour les simulations avec l'approche LES, seul le schéma hybride centré-borné est utilisé pour la discrétisation du terme convectif.

- **Correction de Rhie et Chow**

Contrairement aux grilles décalées, qui offrent une meilleure stabilité et une plus grande robustesse dans le calcul, les grilles co-localisées utilisées dans le code Ansys Fluent pour la discrétisation des équations de Navier Stokes engendrent des oscillations numériques dans le solveur basé sur la pression. Ceci est dû au fait que les vitesses et la pression sont conservées aux mêmes points, impliquant ainsi des solutions qui conduisent à des oscillations irréalistes de la pression lors de l'interpolation des vitesses aux faces. Pour les éviter, la correction de Rhie et Chow [175] qui consiste à interpoler les vitesses aux faces en ajoutant un terme correctif proportionnel au gradient de pression est appliquée. De ce fait, le couplage pression-vitesse conservera toujours sa robustesse.
Ainsi, dans le solveur basé sur la pression, après chaque interpolation de la vitesse du centre vers la face par une des méthodes d'interpolation listées ci-dessus, la correction de Rhie et Chow est appliquée [175] pour la corriger.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

b. Schémas de discrétisation temporelle

En simulations instationnaires, les équations de conservation sont également discrétisées temporellement. Ainsi, les différents termes convectifs, diffusifs et terme source sont intégrés en temps en plus du terme temporel ($\frac{\partial \phi}{\partial t}$). L'évolution temporelle de la variable ϕ est donnée de manière généralisée par (2.11).

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = F(\phi) \tag{2.11}$$

La fonction $F(\phi)$ correspondant à l'interpolation des flux de ϕ à la face suivant un schéma de discrétisation spatiale.
Dans notre étude, la discrétisation temporelle du terme $\frac{\partial \phi}{\partial t}$ se fait implicitement dans le solveur basé sur la pression et implicitement ou explicitement dans le solveur basé sur la densité, avec un schéma d'ordre 2. Ceci implique une différentiation de la variable ϕ sur trois temps : temps actuel t (itération n), temps précédent $t-\Delta$ (itération $n-1$), ainsi que le temps suivant $t+\Delta$ (itération $n+1$). Elle est donnée pour les deux cas implicite et explicite par l'équation (2.12).

$$\frac{3\phi^{n+1}-4\phi^{n}+\phi^{n-1}}{2\Delta t} = \underbrace{F\left(\phi^{n+1}\right)}_{\text{intégration implicite}} \quad ; \quad \frac{3\phi^{n+1}-4\phi^{n}+\phi^{n-1}}{2\Delta t} = \underbrace{F\left(\phi^{n}\right)}_{\text{intégration explicite}} \tag{2.12}$$

Le terme implicite fait référence au fait que la valeur de ϕ à l'instant $n+1$ dans une maille est directement liée à sa valeur au même instant, mais dans des mailles voisines. De ce fait, la solution à l'instant $t+\Delta t$ est déterminée en résolvant une équation prenant en compte la valeur de la solution aux deux instants précédents t et $t-\Delta t$, ainsi qu'à l'instant actuel $t+\Delta t$. La résolution de l'équation se fait donc itérativement à chaque pas de temps.

En intégration temporelle explicite, la fonction $F(\phi)$ ne dépend que des solutions existantes de ϕ. Ainsi, la solution à l'instant $t+\Delta t$ est donnée directement en fonction des valeurs existantes supposées connues aux itérations précédentes, d'où la nécessité de respecter une condition CFL pour assurer la stabilité des calculs.

Dans le cadre de nos simulations avec l'approche RANS, le schéma implicite est utilisé pour la discrétisation des équations avec le solveur basé sur la pression. Pour les simulations basées sur le solveur de densité, une comparaison des deux algorithmes de résolution implicite et explicite est réalisée afin de déterminer le plus adéquat pour notre cas d'étude.

2.4.4 Évaluation des gradients

La connaissance des valeurs des flux de scalaires ϕ ainsi que des dérivées de vitesse ∇u sur les faces des cellules nécessite de déterminer les gradients $\nabla\phi$ présents dans le système à résoudre. L'approche utilisée dans notre modèle pour le calcul des gradients s'appuie sur la méthode "Least Squares Cell-Based", car elle permet d'atteindre des niveaux de précision similaires à ceux des autres méthodes disponibles dans Fluent,

Licence CC BY-NC-ND 3.0

tout en offrant des temps de calcul plus courts. Cette approche est basée sur une linéarisation de la solution donnée par l'équation (2.13).

$$(\nabla\phi)_p \cdot \Delta r_E = (\phi_E - \phi_p) \tag{2.13}$$

Δr_E représente le vecteur position du centre de la cellule p au centre de la cellule voisine E.
Ainsi, une équation de variation linéaire des valeurs entre les cellules est écrite au niveau de chaque cellule entourant le volume de contrôle, et conduit à un système dont la matrice des coefficients est une fonction pure de la géométrie. Le gradient $(\nabla\phi)_p$ est ensuite déterminé en résolvant un problème de minimisation du système de la matrice des coefficients en la décomposant à l'aide du processus de Gram-Schmidt [176].

2.4.5 Évaluation du terme de pression dans le solveur basé sur la pression

La résolution de l'équation de la quantité de mouvement dans le solveur basé sur la pression nécessite la connaissance de la pression au niveau des faces du volume de contrôle, qui est obtenue par interpolation à partir des nœuds. L'interpolation utilisée dans le cadre de notre étude s'appuie sur un schéma de second ordre, car celui-ci permet d'améliorer la précision de l'interpolation (par rapport aux autres schémas d'ordre 1), il est donné par

$$P_f = \frac{(P_p + P_E)}{2} + \frac{1}{2}\left(\nabla P_p \cdot \overrightarrow{r_p} + \nabla P_E \cdot \overrightarrow{r_E}\right) \tag{2.14}$$

P_f est la pression à la face du volume de contrôle, dont le centre est le point p et E est le centre de la maille voisine.

2.4.6 Évaluation des flux dans le solveur basé sur la densité

Le solveur basé sur la densité résout les équations de conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et du transport des espèces simultanément en considérant l'ensemble d'équations comme un vecteur. Pour un fluide mono-espèce, le système d'équations est écrit sous forme intégrale sur un volume de contrôle V de surface A, comme suit :

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_V W dV + \oint [F - G] \cdot dA = \int_V S dV \tag{2.15}$$

où : S représente le vecteur contenant les termes sources.
Les vecteurs W, F et G sont définis comme suit :

$$W = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ \rho E \end{bmatrix}; \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho vu + P\hat{i} \\ \rho vv + P\hat{j} \\ \rho vw + P\hat{k} \\ \rho vE + Pv \end{bmatrix}; \quad G = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xi} \\ \tau_{yi} \\ \tau_{zi} \\ \tau_{ij}v_j + q \end{bmatrix} \tag{2.16}$$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

ρ est la masse volumique, u, v et w sont les composantes de vitesse, E est l'énergie totale par unité de masse ($E = H - p/\rho$, H étant l'enthalpie massique totale), p représente la pression du fluide, τ est le tenseur des contraintes visqueuses, et q est le flux de chaleur.
Pour évaluer les flux utiles au vecteur F à la face du volume de contrôle, la méthode "Roe Flux-Difference Splitting Scheme" est utilisée car elle permet une bonne convergence pour les écoulements incompressibles et compressibles à nombre de Mach élevé. Celle-ci consiste à évaluer le flux avec un schéma Upwind basé sur une méthode de fractionnement des flux [177] : les flux sont divisés en plusieurs parties, où chacune contient les informations caractéristiques qui se propagent dans une direction particulière. En effectuant la différence décentrée (Upwind) d'ordre 2 entre ces flux divisés, on obtient l'expression du flux à la face.

2.5 Méthodologie de travail et hypothèses de modélisation

Cette section est dédiée à l'explication détaillée de la méthodologie de travail pour la modélisation et la simulation du développement du jet plasma dans l'air.

L'étude de la turbulence par approche LES requiert l'utilisation de maillages suffisamment fins afin d'avoir une échelle de coupure relativement proche de l'échelle dissipative, permettant ainsi une résolution précise de la quasi-totalité des grandes échelles de la turbulence. Ceci sera confirmé par l'étude de convergence en maillage réalisée avec la torche F4MB au chapitre 4, qui montre que la convergence des résultats n'est obtenue qu'à partir de 1,65 million de mailles. Ainsi, le nombre de mailles constitue une contrainte par rapport au temps CPU de la simulation, même si celui-ci reste largement inférieur à celui de la torche Axial III+, pour lequel le nombre de mailles est au minimum de l'ordre de 8 millions.
Ainsi, afin de gagner en temps de calcul, la mise au point du modèle est réalisée pour le cas de la torche F4, d'abord avec une approche URANS qui nécessite des maillages beaucoup moins raffinés, même si cette approche est plus dissipative et moins représentative des phénomènes turbulents dans le jet plasma fortement instationnaire. Elle est ensuite poursuivie par une approche LES instationnaire avant d'être appliquée au cas de la torche Axial III+. La mise au point du modèle avec l'approche URANS consiste plus précisément à évaluer l'effet des solveurs de résolution pour ce type de modélisation afin de choisir celui qui est le plus adéquat à notre cas d'étude, ainsi qu'à évaluer le nombre de Mach pour pouvoir juger de la compressibilité de l'écoulement.

Le plan de travail est alors élaboré comme suit :
Une étude comparative des solveurs de résolution par approche de turbulence de type URANS avec la torche F4 qui consiste à reprendre un cas simple pour lequel il existe des données de comparaison expérimentales (mesures de vitesses et de températures en sortie de torche). La formation du plasma est représentée en imposant des profils de vitesse et de température expérimentaux stationnaires à l'entrée du domaine correspondant à la sortie de la torche. Cette étude est répartie en trois axes :

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- D'abord une comparaison des champs d'écoulement (vitesse, température et fraction volumique d'azote) du jet plasma issus de quatre variantes de solveurs de résolution sélectionnées précédemment, à savoir :
  - > le solveur basé sur la pression totalement découplé PISO pour lequel les équations de conservation sont résolues séparément suivant un couplage vitesse-pression. Celui-ci est choisi au détriment du SIMPLE et du SIMPLEC du fait des améliorations qu'il peut apporter en régime instationnaire ;
  - > le solveur basé sur la pression couplé pour lequel seules les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont résolues simultanément (les équations d'énergie et des espèces sont découplées) (Coupled) ;
  - > le solveur basé sur la densité, totalement couplé, où toutes les équations sont résolues simultanément suivant une approche implicite puis explicite.
- Ensuite, à partir d'un compromis entre précision des résultats et temps de calcul, ainsi que l'estimation du nombre de Mach dans le domaine qui montre que la compressibilité doit être prise en compte pour la modélisation, le solveur totalement couplé est choisi pour la suite de l'étude.
- Pour finir, une comparaison est effectuée avec le solveur totalement couplé qui est choisi pour déterminer l'impact des schémas de discrétisation du terme convectif sur les résultats URANS à savoir les schéma Upwind ordre 1, Upwind ordre 2, centré et Quick.

L'étape suivante consiste à modéliser la turbulence avec une approche de type LES. Les profils de vitesse et de température instationnaires issus de la torche F4, modélisée avec une approche MHD, sont utilisés comme conditions aux limites d'entrée pour la modélisation du développement du jet plasma dans l'air, afin de prendre en compte le caractère instationnaire de l'arc. Quatre types de conditions aux limites d'entrée issues de la modélisation MHD de la torche sont successivement imposées et comparées afin de voir leurs influences sur la turbulence et l'instationnarité du jet plasma :

1. Dans un premier temps, une « pseudo-période » de fluctuation de l'arc électrique obtenue à l'ETL est isolée et dupliquée dans le temps. L'objectif est de pouvoir appliquer une condition à la limite périodique afin de stabiliser les flux d'écoulement et atteindre une convergence en moyennes temporelles de vitesse, de température et de fraction d'air : le but est de déterminer le nombre de périodes de fluctuation d'arc qu'il est nécessaire de simuler pour assurer cette convergence en moyenne temporelle, afin de pouvoir comparer les différents résultats et étudier l'effet : i) du pas de temps de simulation ; ii) de la taille de maille ; iii) des modèles de sous maille pour la viscosité turbulente, la conductivité turbulente et la diffusivité turbulente des espèces. Ceci permettra de voir leur impact sur les résultats et déterminer les paramètres et modèles les plus adéquats pour cette physique, qui seront utilisés dans la suite de l'étude.

2. Un deuxième cas dont le but est de représenter l'effet plus aléatoire et réaliste du comportement instationnaire de l'arc électrique sur le développement du jet est étudié. Pour cela, les profils de vitesse et de température issus de la modélisation de la torche avec une approche MHD à l'ETL, sur plusieurs périodes différentes de fluctuation de l'arc sont utilisés comme conditions aux limites d'entrée. Une

Licence CC BY-NC-ND 3.0

comparaison est effectuée avec le premier cas en termes de profils moyens de vitesse, température et fraction d'air afin d'étudier l'influence des conditions aux limites sur la turbulence.

3. Un troisième cas consiste à représenter le plus efficacement possible le comportement instationnaire de l'arc durant la modélisation du développement jet plasma dans l'air. Pour cela, le deuxième cas est repris en utilisant des conditions aux limites d'entrée issues d'un calcul MHD à 2-T, pour voir son influence sur les résultats du développement du jet.
4. Dans un dernier temps, dans le but de séparer l'effet de l'instationnarité lié au comportement dynamique de l'arc des effets de cisaillement du jet plasma avec l'air ambiant (turbulence), une condition aux limites d'entrée stationnaire correspondant à la moyenne des profils relatifs à la pseudo-période de fluctuation d'arc est appliquée, et les résultats sont comparés au cas instationnaire. Ainsi, cette moyenne correspond à un profil de vitesse et de température qui sont plus uniformes spatialement.
5. Enfin, le modèle numérique optimal basé sur la modélisation des grandes échelles (LES) mis en place avec la torche F4 est directement appliqué avec la torche Axial III+, avec des conditions aux limites d'entrée issues d'une modélisation MHD de la torche Axial III+ à l'ETL.

Hypothèses de modélisation

Dans l'étude numérique qui suit, la modélisation du développement du jet turbulent dans l'air est considérée tridimensionnelle et instationnaire, elle est réalisée en s'appuyant sur les hypothèses listées ci-après, déterminées sur la base de l'analyse bibliographique relative aux caractéristiques du développement du jet plasma turbulent en section 1.6.1 du chapitre 1. Toutes ces hypothèses sont validées expérimentalement dans le cadre de la projection plasma atmosphérique par Pfender [31] :

- Le plasma est considéré comme étant un milieu continu, suivant un comportement Newtonien ;
- Le plasma est à l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL), cette hypothèse est un peu limite, surtout dans les zones périphériques du jet et en sortie de tuyère, du fait de la présence de gradients importants (température, masse volumique, ...) qui empêchent le processus de recombinaison entre électrons de contrebalancer le processus d'ionisation. Cependant, cette hypothèse est adoptée dans ce travail pour des raisons de simplification, d'autant plus qu'elle est satisfaite dans la plupart du domaine de calcul ;
- L'écoulement est composé de plusieurs espèces supposées non réactives ;
- Les propriétés thermodynamiques et de transport du mélange sont déterminées selon des lois de mélange à partir des tabulations des propriétés de chaque espèce à l'ETL établies par P.André [168] ;
- L'écoulement est considéré compressible, compte tenu des valeurs du nombre de Mach estimées avec l'approche RANS.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

2.6 Implémentation des propriétés du plasma dans Ansys Fluent

Avant d'aborder la modélisation du développement du jet turbulent avec Ansys Fluent, il est indispensable d'y implémenter un algorithme pour calculer les propriétés thermodynamiques et de transport du mélange multi-espèces non réactives nécessaire à la résolution des équations de conservation. Celui-ci est intégré dans Fluent sous la forme d'une fonction utilisateur spécifique appelée UDRGM (User Defined Real Gaz Model), écrite en langage C par l'utilisateur. Elle détermine, en fonction des températures, voire des pressions calculées dans Fluent aux nœuds du maillage, les propriétés de chaque espèce du mélange en effectuant des interpolations linéaires en température à partir des tables de données issues des calculs des propriétés du plasma à l'équilibre pour différentes températures. Elle applique ensuite des lois de mélange en fonction des fractions massiques de chaque espèce pour calculer les propriétés du mélange final.

Algorithme de calcul des propriétés

Dans ce travail, l'approche des lois de mélange simplifiées reposant sur des moyennes des propriétés pondérées par la fraction massique ou molaire des espèces [155] (issues de la résolution des équations de conservation des espèces) est retenue pour le calcul des propriétés. Ce choix s'appuie sur les travaux de Gleize et al. [155], où il démontre que ces lois sont une très bonne approximation de la solution exacte, même pour la viscosité et la conductivité thermique, pour lesquelles il existe des lois de mélange plus complexes établies par Wilke et al. [156] et Yun et al. [171], et fournissent des résultats de même ordre, voire meilleurs, comme expliqué dans la section 1.6.7. Les lois de mélange utilisées sont rappelées ci-dessous.

$$\frac{1}{\rho} = \sum_k \frac{Y_k}{\rho_k} \quad ; \quad h = \sum_k Y_k h_k \quad ; \quad C_p = \sum_k Y_k C_{p_k} \quad ; \quad \mu = \sum_k x_k \mu_k \quad ; \quad \lambda = \sum_k x_k \lambda_k$$

ρ, h, C_p, μ et λ représentent respectivement la masse volumique, l'enthalpie, la viscosité et la conductivité thermique du mélange, et ρ_k, h_k, C_{p_k}, μ_k et λ_k représentent respectivement celles de l'espèce k. Y_k et x_k sont la fraction massique et molaire de l'espèce k dans le mélange.
Sous l'hypothèse de gaz parfait, les fractions molaires x_k sont égales aux fractions volumiques (hypothèse testée et validée en annexe E1). Ainsi, les fractions molaires sont données directement en fonction des fractions massiques Y_k par (2.17).

$$x_k = \frac{Y_k}{\rho_k} \cdot \rho \tag{2.17}$$

Avec Y_k la fraction massique de l'espèce, ρ_k sa masse volumique et ρ la masse volumique du mélange.

Dans notre cas d'étude, le mélange gazeux est composé de deux espèces : le gaz plasmagène constitué d'Ar-H_2 avec des proportions de 75%-25% en volume, ainsi que l'air ambiant dans lequel se développe le jet. Les propriétés de ces deux espèces sont établies par P.André [168] à l'ETL à pression atmosphérique et sont tabulées uniquement en fonction de la température pour des plages allant de 200 K à 35 000 K par incrément de 100 K, sans considérer l'effet de la pression. De ce fait, pour tenir compte des éventuels effets

Licence CC BY-NC-ND 3.0

de compressibilité dans l'écoulement, la masse volumique du mélange $\left(1/\rho = \sum_k \left(Y_k/\rho_k\right)\right)$, est corrigée en la multipliant par un rapport de pression P/P_{ref} (P est la pression calculée dans Fluent et P_{ref} la pression de référence de 10^5 Pa), déduit d'une double utilisation de la loi d'état des gaz parfaits, comme démontré en annexe E2. Cette approximation est possible car l'état du plasma correspond à celui d'un gaz parfait [155]. Ainsi, la masse volumique du mélange est donnée par l'équation (2.18).

$$\rho(T,P) = \rho(T,P_{ref})\frac{P}{P_{ref}} \tag{2.18}$$

$\rho(T,P)$ est la masse volumique du mélange corrigée par le rapport de pression, et $\rho(T,P_{ref})$ est la masse volumique du mélange à la pression de référence de 1 bar, déterminée via la loi de mélange.

Les autres propriétés ne sont pas corrigées pour prendre en compte les écarts par rapport au changement de pression, car l'impact de celui-ci est très limité pour ces propriétés dans l'intervalle de pression rencontré, contrairement à la masse volumique [178]. Néanmoins, les propriétés de transport du mélange, pondérées par les fractions volumiques, sont corrigées indirectement, car ces dernières sont elles mêmes corrigées par ce rapport.

L'utilisation de la loi des gaz parfaits pour la correction de la masse volumique est validée avant l'implémentation de l'algorithme de calcul des propriétés dans Ansys Fluent. Ceci est réalisé en comparant la masse volumique du mélange issue de cette méthode à celle qui utilise des interpolations en pression, en plus des interpolations en température, dans des tables des propriétés, disponibles uniquement pour de l'Ar-H_2 avec des proportions de 80%-20% en volume et de l'air.
La procédure est expliquée en détail en annexe E3 et les résultats montrent que les masses volumiques calculées avec les deux méthodes sont quasi-identiques dans les plages de pressions considérées.

L'algorithme est ensuite implémenté dans Ansys Fluent sous forme d'UDRGM (User Defined Real Gaz Model), il est utilisé directement pour calculer les propriétés du mélange en fonction de la température et de la pression aux nœuds du maillage.

Pour s'assurer de la bonne prise en compte de l'algorithme par Fluent, une validation est effectuée en s'appuyant sur la comparaison des valeurs des propriétés du mélange, calculées par le code CFD Fluent via l'algorithme, aux propriétés calculées directement par l'algorithme hors Fluent. Pour cela, il est nécessaire de connaître les valeurs de température, de pression et de fraction massique du mélange aux nœuds de maillage déterminées dans la simulation. La démarche détaillée de la validation est expliquée en annexe E4.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

CHAPITRE 3

Modélisation de la turbulence dans le jet plasma par approche URANS pour le cas de la torche F4

Structure du chapitre 3

3.1 Présentation du cas d'étude 149
3.2 Résultats en régime stationnaire 151
3.3 Résultats en régime instationnaire 154
3.4 Conclusion 157
3.5 Étude de la compressibilité : quantification du nombre de Mach 158
3.6 Choix du solveur pour l'étude avec l'approche LES 158
3.7 Effet du schéma numérique de discrétisation du terme convectif 159

Licence CC BY-NC-ND 3.0

UNE étude préliminaire par approche moyennée (RANS/URANS) est d'abord effectuée pour modéliser le développement du jet plasma dans l'air. Le but de cette démarche est de tester l'impact des différents solveurs de résolution disponibles dans Fluent sur les résultats en un temps raisonnable, puisque utilisant des maillages beaucoup moins denses que ceux nécessaires à l'approche LES, permettant ainsi de choisir le plus adéquat pour ce cas d'étude. En fonction des résultats obtenus, des temps de calcul nécessaires ainsi que des valeurs du nombre de Mach (pour déterminer la nature de l'écoulement), un solveur est choisi pour la suite de l'étude avec l'approche LES. Dans un second temps, les schémas de discrétisation du terme convectif des différentes équations de conservation sont étudiés pour voir leur impact dans des modélisations de type URANS.

3.1 Présentation du cas d'étude

Pour cette étude qualitative, un cas test basé sur une torche F4 communément utilisée à l'IRCER est repris. Celui-ci a déjà fait l'objet d'étude expérimentale par M.PLanche [23]. Le gaz plasmagène est constitué d'Ar-H_2 à 75%-25% en volume, correspondant à un débit de 45-15 Nl/mn. Les conditions de fonctionnement de la torche sont une intensité de courant de 600 A et un diamètre de tuyère de 7 mm.
Les résultats de validation expérimentaux de Planche [23] consistent en des valeurs de vitesse, de température et de taux d'azote mesurés au champ proche (jusqu'à 30 mm en aval de la sortie de torche) par spectroscopie d'émission optique pour les deux dernières grandeurs et par une méthode de corrélation des fluctuations lumineuses émises et du temps de vol pour la vitesse [23]. Au champ lointain (> 50 mm en aval de la sortie de torche), ces trois grandeurs sont mesurées par une sonde enthalpique couplée à un spectromètre de masse. Ces mesures sont effectuées à différents points d'un diamètre pour retrouver un profil.

Domaine de calcul : géométrie, maillage et conditions aux limites d'entrée

Le domaine de calcul s'étend à partir de la sortie de tuyère sur 100 mm de longueur et correspond à un cône tronqué dont les bases supérieure et inférieure sont respectivement de 40 mm et 70 mm de diamètre, similaire à ce qui a été présenté en section 2.1.1 du chapitre 2.
Dans cette étude préliminaire, un seul maillage constitué d'environ 330 000 éléments hexaédriques structurés est réalisé suivant des discrétisations de $70\times70\times100$ respectivement pour les trois directions x, y et z, z étant la direction axiale, avec la taille de la petite maille dans la direction z de l'ordre de 0,8 mm. Ce maillage est retenu en se basant sur une étude que nous avons réalisée précédemment pour des conditions opératoires similaires et un même modèle de turbulence, qui montre que la convergence en maillage est largement obtenue avec cette densité de mailles.

Conditions aux limites pour la formation du plasma

Les conditions aux limites utilisées pour représenter la formation du plasma dans ce cas d'étude correspondent à des profils de vitesse et de température stationnaires interpolés à partir de mesures expérimentales

Licence CC BY-NC-ND 3.0

réalisées par Planche [23] à 2 mm en aval de la sortie de torche et moyennées dans le temps. Ces profils sont imposés 1 mm en amont, à l'entrée du domaine d'étude, ils sont donnés par les équations (3.1).

$$v(r) = V_{max} \times \left(1 - \left(\frac{r}{R_{torche}}\right)^2\right) \quad ; \quad T(r) = (T_{max} - T_{anode}) \times \left(1 - \left(\frac{r}{R_{torche}}\right)^m\right) \tag{3.1}$$

r représente la position selon le rayon et R_{torche} est le rayon de la torche. V_{max}, T_{max} et T_{anode} correspondent respectivement à la vitesse maximale (1605 m/s) et à la température maximale (12330 K) en sortie de torche, ainsi qu'à la température de l'anode. L'exposant m est déterminé expérimentalement, et vaut 4,5.

Modèle de turbulence

Le modèle $k-\omega$ SST [84] décrit en section 1.4.3 est adopté dans l'étude du fait de ses avantages : résultats satisfaisants dans les couches limites (bas Reynolds) et dans les zones turbulentes à grand nombre de Reynolds, car il associe un modèle de type $k-\omega$ en proche paroi et un modèle de type $k-\varepsilon$ loin de la paroi. Ce modèle, implémenté dans le code CFD Ansys Fluent, est décrit par les équations (1.40) et (1.41) données dans la section 1.4.3 du chapitre 1.

Démarche du choix du solveur de résolution numérique

Dans un premier temps, le comportement des solveurs de résolution (implicite découplé basé sur la pression PISO ; implicite couplé basé sur la pression (Coupled) ; implicite totalement couplé basé sur la densité ; explicite totalement couplé basé sur la densité) est d'abord évalué en régime stationnaire sans la prise en considération du facteur temps. Ensuite, une comparaison en régime instationnaire est effectuée.
Pour trouver le solveur le plus adéquat pour chaque cas, les résultats issus de chacun d'eux sont comparés aux résultats expérimentaux de référence, tout en déterminant le temps de calcul (CPU) nécessaire à chaque solveur pour atteindre la convergence recherchée. Ainsi, un compromis entre la précision et le temps de calcul peut être établi.

Schémas de discrétisation spatiale et temporelle

Pour assurer une meilleure précision lors de la comparaison des solveurs de résolution numérique, la discrétisation du terme convectif des équations de conservation est effectuée avec le schéma Upwind d'ordre 2. Une fois que le solveur le plus adéquat aura été choisi en fonction du compromis précision des résultats et temps de calcul, une étude sera effectuée pour évaluer l'impact du schéma de discrétisation du terme convectif sur les résultats : une comparaison entre les résultats du schéma Upwind 1, Upwind 2, centré et Quick sera réalisée.
La discrétisation des termes diffusifs de toutes les équations est effectuée avec le schéma centré.
Pour les simulations instationnaires, le terme temporel est discrétisé avec un schéma de deuxième ordre à 3 temps, implicite ou explicite selon le solveur.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Pas de temps

Dans le but d'avoir une cohérence lors de la comparaison des résultats issus des différents solveurs en simulation instationnaire, le pas de temps est identique dans toutes les simulations. Celui-ci est déterminé de façon à respecter un nombre de courant (CFL) assurant la stabilité numérique des solveurs explicites. Cette condition est donc respectée même pour les solveurs implicites inconditionnellement stables, afin de ne pas altérer la précision temporelle de la solution. Ainsi, le pas de temps de simulation vaut 10^{-6}s.

Arrêt du calcul

Le calcul est arrêté lorsque la convergence est jugée suffisante à travers 3 critères :

1. **Résidus des différentes équations inférieurs à :** 10^{-6} en régime stationnaire et à 10^{-4} en régime instationnaire ;
2. **Bilans de masse dans le domaine proche de 0 :** de l'ordre de 10^{-7} pour assurer l'équilibre entre les flux entrants et sortants ;
3. **Stabilités des champs d'écoulement aux dernières itérations :** valeurs de vitesse, température et fraction volumique d'air stables dans un point situé à 50 mm en aval de la sortie de torche.

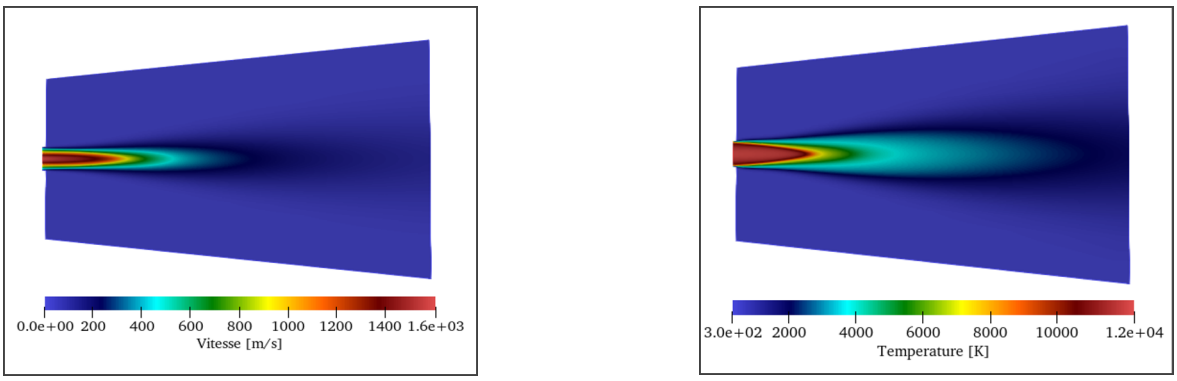
3.2 Résultats en régime stationnaire

Champs d'écoulements

Les champs d'écoulement de vitesse et de température dans un plan de symétrie passant par l'axe de la torche sont présentés dans la figure 3.1. La vitesse et la température atteignent respectivement 1600 m/s et 12000 K au centre du jet, et décroissent graduellement en se rapprochant de la périphérie de celui-ci à cause du mélange du plasma chaud avec l'air ambiant dans la couche de mélange.
Malgré le fait que le jet plasma soit turbulent (nombre de Reynolds supérieur à 3 000 dans ce cas), il n'y a pas de détachement de tourbillons visibles à partir du jet ni de perturbation de celui-ci. Il a plutôt l'aspect d'un jet laminaire, ce qui est dû au modèle de turbulence basé sur des moyennes temporelles, ainsi qu'à l'utilisation de conditions aux limites d'entrée moyennées stationnaires, peu représentatives du comportement réel et instationnaire de l'arc à l'intérieur de la torche.

Cette modélisation permet tout de même une représentation cohérente et quantitative des champs d'écoulement, ce qui facilite l'étude de l'impact des différents solveurs de résolution numérique ainsi que des schémas de discrétisation sur la solution, et ce, en un temps raisonnable.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

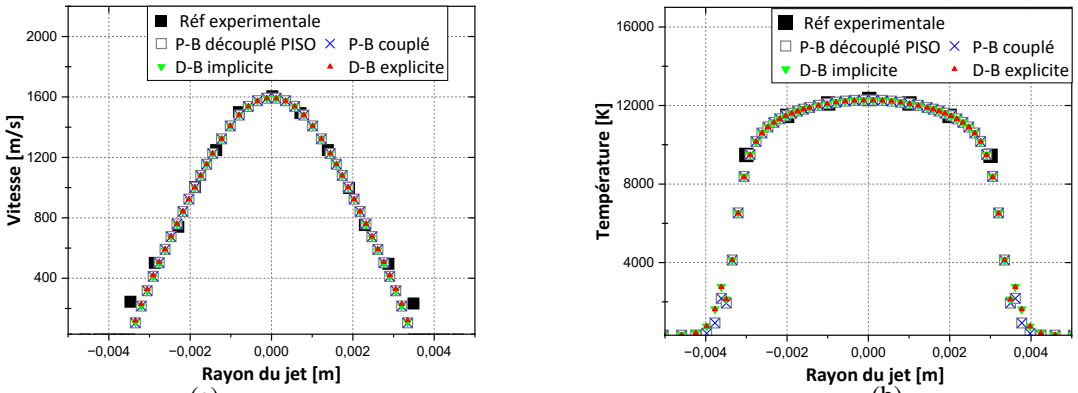


(a) (b)

FIGURE 3.1 – Champ de vitesse (a) et de température (b) de l'écoulement dans un plan de symétrie passant par l'axe de la torche.

Comparaison des solveurs

La figure 3.2 représente les profils radiaux de vitesse et de température de l'écoulement à 2 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des solveurs de résolution étudiés. Ces différents solveurs donnent des résultats similaires pour les deux grandeurs, très proches des résultats expérimentaux de référence [23], voir identiques, sauf en périphérie où de très légers écarts sont observés.



(a) (b)

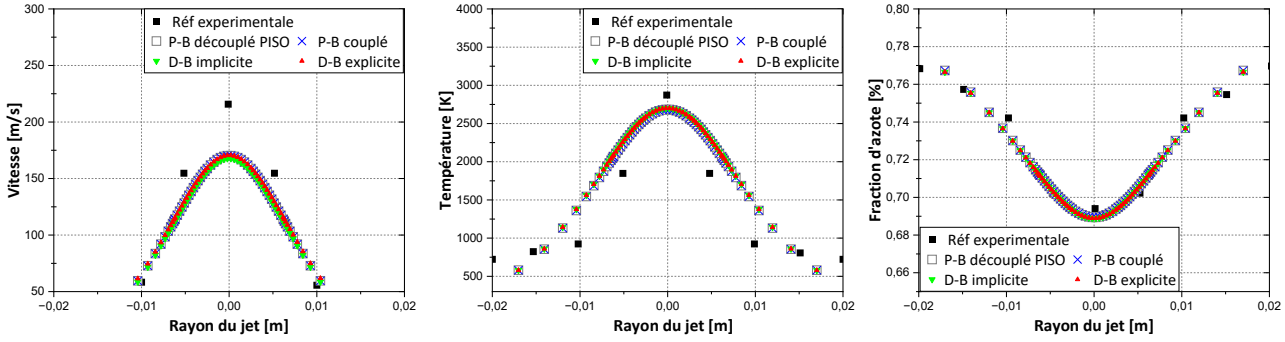
FIGURE 3.2 – Profils radiaux de vitesse (a) et de température (b) à 2 mm en aval de la sortie de torche. Les légendes font références à : découplé basé sur la pression PISO (P-B PISO), couplé basé sur la pression (P-B couplé), totalement couplé implicite basé sur la densité(D-B implicite), totalement couplé explicite basé sur la densité(D-B explicite).

La figure 3.3 qui représente les profils radiaux de vitesse, de température et de fraction volumique d'azote à 80 mm en aval de la sortie de torche, montre que, comme à 2 mm en aval de la sortie de torche, les différents solveurs de résolution donnent des résultats identiques. Par contre, en comparant ces résultats à la référence expérimentale, des écarts significatifs sont observés pour les vitesses et les températures, estimés en norme L^2 définie en [1], respectivement à 50% et 23% . Ces différences sont de plus en plus significatives en

1. Erreur $L^2 = \left(\sum_{i=1}^{n}(v_{i_{exp}} - v_{i_{cal}})^2\right)^{(1/2)} / \left(\sum_{1}^{n}(v_{i_{exp}})^2\right)^{(1/2)}$, où $v_{i_{exp}}$ représente la valeur mesurée et $v_{i_{cal}}$ la valeur calculée, n

Licence CC BY-NC-ND 3.0

se rapprochant du centre du jet, car les profils numériques sont plus plats. En revanche, les profils de fraction volumique d'azote issus des différents solveurs sont cohérents et en accord avec les valeurs expérimentales, avec un écart en norme L^2 de l'ordre de 1%. Ceci montre que la fraction massique d'air entraînée par le jet est bien estimée par le modèle, tandis que les profils radiaux de vitesse et de température sont sous-estimés au même endroit. L'écart observé peut s'expliquer par la diffusion numérique du schéma Upwind d'ordre 2 utilisé pour la discrétisation du terme convectif, qui provoque une transition plus précoce vers la turbulence, ainsi que la diffusion du modèle de turbulence. En effet, pour le modèle RANS, la viscosité turbulente, qui représente la dissipation de tout le spectre d'énergie, est présente même dans les zones laminaires de l'écoulement au centre du jet. L'estimation de la viscosité effective $\mu_{eff} = \mu + \mu_t$ dans cette zone laminaire centrale est donc beaucoup plus importante que ce qu'elle ne devrait être, impliquant ainsi un écoulement plus visqueux, ce qui ralentit le jet et explique l'écart de vitesse d'autant plus important lorsqu'on se rapproche du centre de celui-ci. La conductivité thermique turbulente est directement proportionnelle à la viscosité turbulente, suivant un rapport basé sur le nombre de Prandtl turbulent. Ainsi, elle est donc d'autant plus surestimée en se rapprochant de la région laminaire du jet, impliquant une diffusivité thermique effective $\alpha_{eff} = \alpha + \alpha_t$ plus importante. Le plasma va donc diffuser plus de chaleur vers le milieu environnant, cela se traduit par une sous-estimation de la température du jet vers le centre. De plus, les valeurs expérimentales de température au-delà de 30 mm en aval de la sortie de torche sont probablement mal estimées du fait des méthodes de mesure (sonde enthalpique couplée au spectromètre de masse) : une perte de fiabilité de la sonde enthalpique peut être constatée vers l'aval, compte tenu de la non-homogénéité de la température du jet refroidi par le mélange avec l'air ambiant.



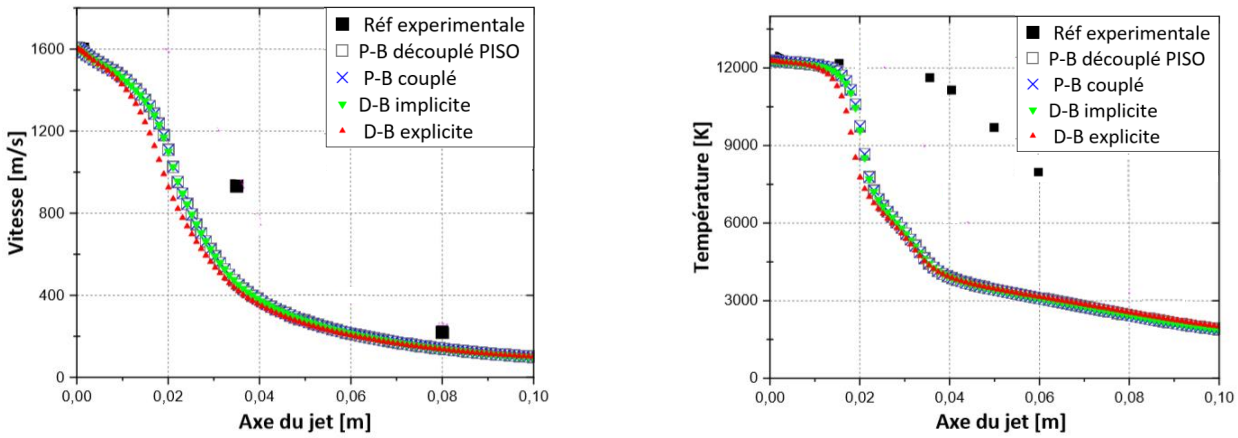
(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'azote

FIGURE 3.3 – Profils radiaux de vitesse, de température et de fraction volumique d'azote à 80 mm en aval de la sortie de torche.

La figure qui 3.4 représente les profils de vitesse et de température de l'écoulement le long de l'axe de la torche confirme les constatations apportées précédemment : i) les solveurs donnent des résultats de même ordre, avec des écarts importants par rapport à la référence de validation à partir de 17 mm en aval de la sortie de torche pour les raisons citées précédemment. Ainsi, compte tenu des profils de vitesse et de température axiaux, les dimensions du jet, conditionnées par la zone de transition à la turbulence, sont sous-estimées.

étant le nombre de valeurs mesurées.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) (b)

FIGURE 3.4 – Profil de vitesse (a) et de température (b) le long de l'axe de la torche.

3.3 Résultats en régime instationnaire

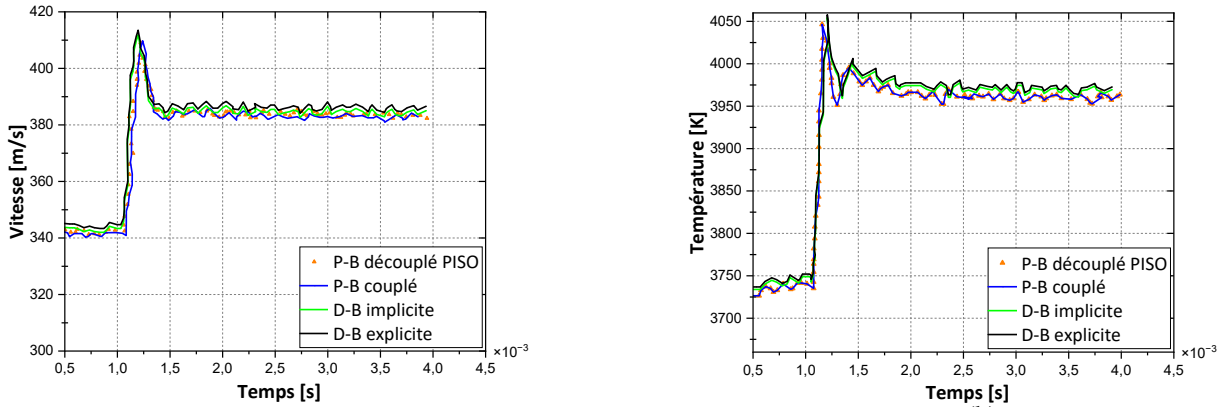
La comparaison des résultats issus des différents solveurs en régime instationnaire doit également être réalisée, puisque ce cas correspond mieux aux conditions d'étude. Le but à présent est donc de juger de la précision de ces solveurs dans ce cas, ainsi que d'établir un compromis résultat-temps de calcul. De plus, cette étude permettra de déterminer s'il existe une réelle différence entre les solutions stationnaires RANS et instationnaires URANS, lorsque des conditions aux limites stationnaires sont imposées à l'entrée pour la génération de l'écoulement.

Comparaison des solveurs

La figure 3.5 représente l'évolution temporelle de la vitesse et de la température de l'écoulement d'un point situé au centre du jet, à 40 mm en aval de la sortie de torche. Hormis le pic observé aux environs de 1 ms, lié à la modification du schéma de discrétisation du terme convectif évalué au début de la simulation avec un schéma Upwind d'ordre 1, puis redéfini en Upwind d'ordre 2 pour améliorer les résultats, les oscillations des champs dans le temps sont plutôt faibles, avec de très légères fluctuations de l'ordre de 25 m/s et 50 K autour d'une valeur moyenne de l'ordre de 385 m/s et 3955 K.

Pour pouvoir comparer les résultats instationnaires issus des différents solveurs de façon cohérente, une moyenne temporelle des grandeurs est effectuée à partir de l'instant de stabilisation des résultats, c'est-à-dire à partir de 1,5 ms.

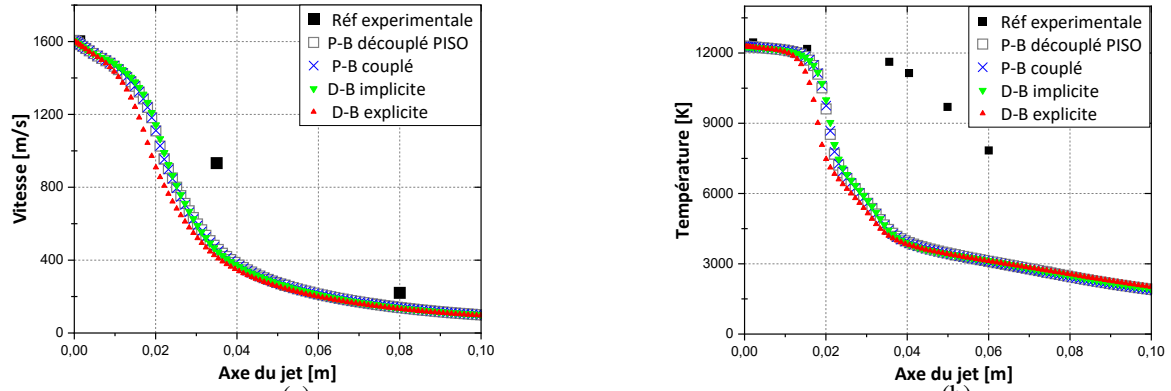
Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) (b)

FIGURE 3.5 – Évolution temporelle de la vitesse (a) et de la température (b) d'un point situé au centre du jet à 40 mm en aval de la sortie de torche.

Les figures 3.6 et 3.7 représentent les profils des champs d'écoulement moyennés dans le temps, respectivement le long de l'axe de la torche et à 80 mm en aval de la sortie de torche. Comme pour les simulations stationnaires, les résultats moyennés instationnaires issus des différents solveurs sont identiques, sauf pour le solveur explicite basé sur la densité, où un très léger décalage est observé. La confrontation des résultats numériques instationnaires moyennés à la référence de validation expérimentale [23] montre les mêmes différences que celles constatées en régime stationnaire, et ce pour les mêmes raisons évoquées.

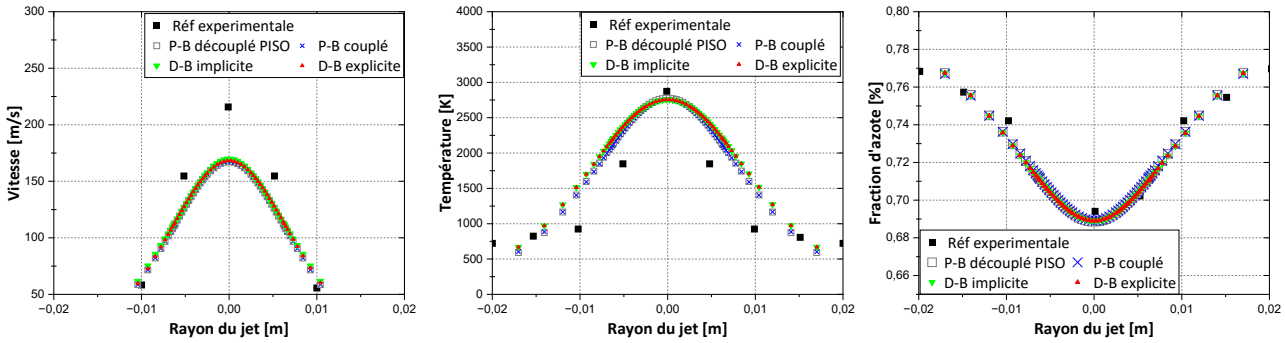


(a) (b)

FIGURE 3.6 – Profils moyens de vitesse (a) et de température (b) le long de l'axe de la torche en fonction des solveurs en résolution instationnaire.

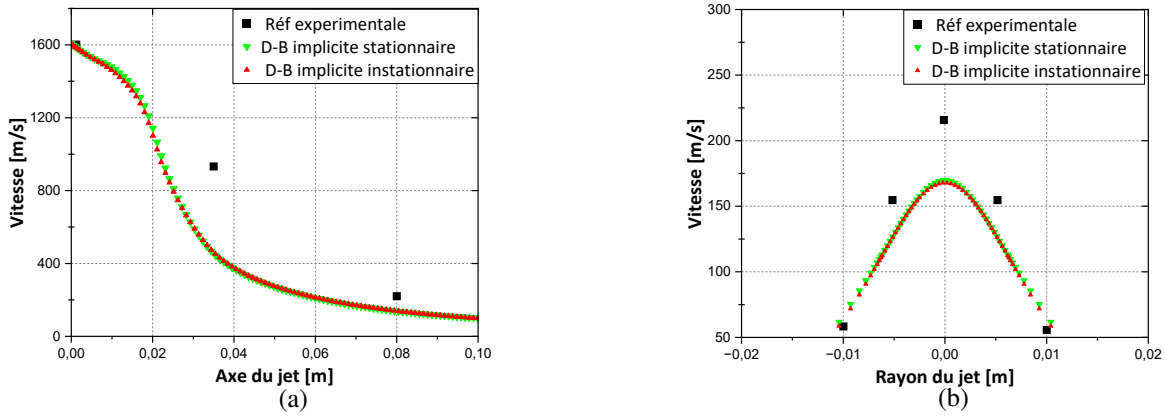
La comparaison des résultats stationnaires aux résultats instationnaires moyennés en temps de vitesse, le long de l'axe de la torche et radialement à 80 mm en aval de la sortie de torche, pour un solveur donné, ici le solveur basé sur la densité (D-B) implicite, est illustrée en figure 3.8. Celle-ci montre que la résolution en temps dans une modélisation de type URANS n'a pas d'impact sur les résultats finaux, du moins avec des conditions aux limites stationnaires moyennées, représentées par des profils parfaitement lisses sans présence de point d'inflexion. Ceci concorde avec les principes des modèles RANS, qui sont fondés sur des moyennes temporelles de l'écoulement.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'azote

FIGURE 3.7 – Profils moyens de vitesse, température et fraction massique d'azote à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des solveurs en résolution instationnaire.



(a) (b)

FIGURE 3.8 – Comparaison des profils moyens de vitesse instationnaires et stationnaires le long de l'axe de la torche (a) et radialement à 80 mm en sortie de torche (b), pour le solveur implicite basé sur la densité.

- **Comparaison de la précision des solveurs et du temps de calcul**

Compte tenu des résultats obtenus, la précision des différents solveurs de résolution est similaire en régime instationnaire que stationnaire. Pour trouver le meilleur compromis entre la qualité des résultats et le temps de calcul, les écarts par rapport à l'expérimental en norme L^2 à 80 mm en aval de la sortie de torche ainsi que le temps CPU nécessaire pour atteindre 7 ms de simulation, soit 7 000 Δt, sont représentés en figure 3.9 pour les différents solveurs. La précision des solveurs est très proche, avec des écarts en norme L^2 de l'ordre de 1% pour la fraction d'azote, 50% pour les vitesses et 22% pour les températures. De plus, les temps de calcul sont équivalents avec tous les solveurs, sauf pour l'explicite basé sur la densité, pour lequel le temps requis est 6 fois plus important, pour des précisions similaires, voire légèrement inférieures.
Ainsi, on conclut que les solveurs : basé sur la densité implicite, basé sur la pression PISO et basé sur la pression couplé offrent le meilleur compromis entre précision des résultats et temps de calcul, pour une approche de modélisation de type RANS/URANS.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

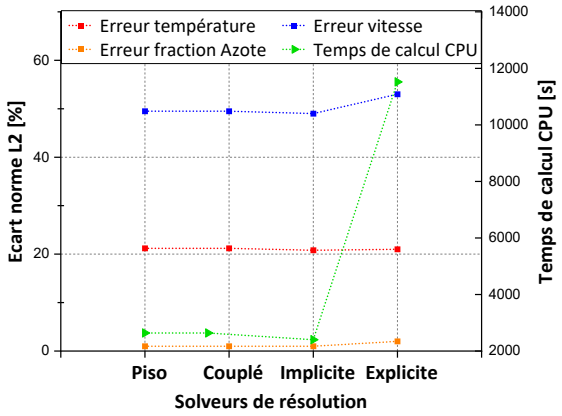


FIGURE 3.9 – Écart L^2 sur la vitesse, la température et la fraction volumique de l'Azote en fonction des solveurs en résolution instationnaire ainsi que le temps de calcul CPU requis pour aboutir à 7 ms de calcul (7000 Δt).

3.4 Conclusion

Compte tenu des résultats obtenus après la comparaison des solveurs de résolution en régime stationnaire et instationnaire avec un modèle RANS $k-\omega$ sst et des conditions aux limites stationnaires, il en découle que :

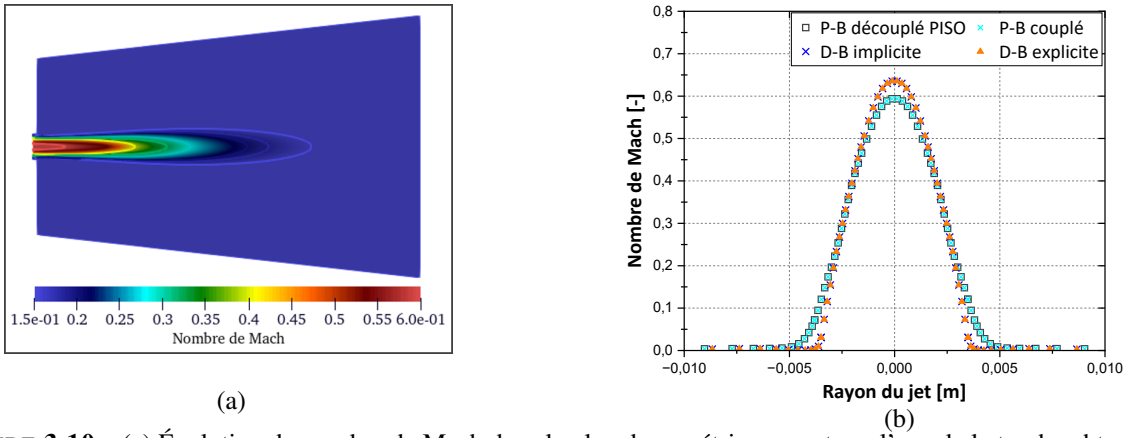
- Les solveurs conduisent à des résultats très similaires en résolution stationnaire et instationnaire ;
- Les solutions stationnaires sont équivalentes aux moyennes des solutions instationnaires, la prise en compte du temps en modélisation RANS n'apporte pas d'amélioration en termes de résultat ;
- L'étude du compromis entre la précision des résultats et temps de calcul montre qu'en simulation instationnaire, les solveurs basés sur la densité en formulation implicite, ainsi que ceux basés sur la pression découplée PISO et couplée, ont une vitesse d'exécution similaire, tandis que le solveur basé sur la densité en formulation explicite est le plus lent, impliquant des temps de calcul CPU six fois plus importants.

De ce fait, le choix du compromis précision des résultats et temps de calcul se portera sur l'un des solveurs suivants : basé sur la pression découplé PISO, basé sur la pression couplé, ou basé sur la densité en formulation implicite.
Ainsi, pour faire une sélection rigoureuse de solveur parmi les options proposées, il est important de s'intéresser à la physique de l'écoulement, notamment de déterminer si le régime d'écoulement est compressible ou non. Pour cela, on s'intéresse dans ce qui suit à la détermination du nombre de Mach dans le domaine suivant les différents solveurs sélectionnés.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

3.5 Étude de la compressibilité : quantification du nombre de Mach

La figure 3.10 représente les iso-contours du nombre de Mach dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, obtenus avec le solveur basé sur la densité ainsi que le profil radial du nombre de Mach à 10 mm en aval de la sortie de torche obtenu avec les différents solveurs. Le nombre de Mach atteint une valeur de 0,64 en sortie de torche, ce qui caractérise un régime compressible. La comparaison du profil radial du nombre de Mach issus des différents solveurs montre que le solveur basé sur la pression en configuration découplée (PISO) et en configuration couplée (coupled) amènent à des courbes légèrement plus aplaties que celles issues du solveur basé sur la densité en version implicite et explicite qui sont aussi identiques. Ainsi, les solveurs basés sur la pression sous-estiment très probablement légèrement le nombre de Mach du fait du faible couplage entre les équations (couple vitesse-pression uniquement).
Du fait de la nature compressible et dilatable de l'écoulement et de sa physique fortement couplée, impliquant une interdépendance entre les variables vitesse, pression, énergie et espèces, les solveurs basés sur la densité apparaissent comme étant plus robustes et plus adéquats, du fait de la résolution simultanée des équations de conservation (continuité, vitesse, énergie, espèce).



(a) (b)

FIGURE 3.10 – (a) Évolution du nombre de Mach dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche obtenu avec le solveur basé sur la densité ; (b) Profil radial du nombre de Mach à 10 mm en aval de la sortie de la torche en fonction des solveurs de résolution instationnaires.

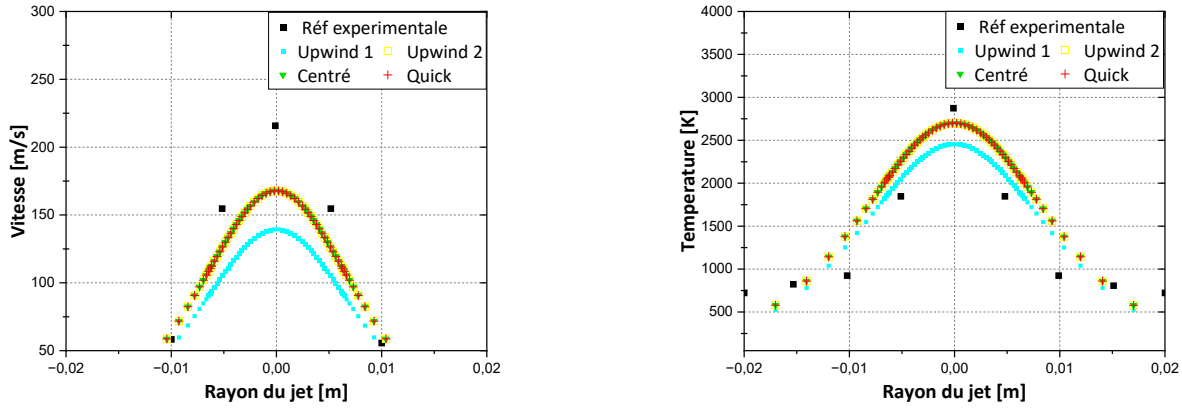
3.6 Choix du solveur pour l'étude avec l'approche LES

Compte tenu de ce qui a été montré en section 3.4 concernant le compromis entre la précision des solveurs et le temps de calcul (où les solveurs basés sur la pression en configuration découplée PISO et couplée ainsi que celui basé sur la densité en configuration implicite, ont été retenus), et du fait que le nombre de Mach peut atteindre 0,64, le solveur basé sur la densité implicite a été retenu pour la suite de l'étude, compte tenu du fort couplage entre les paramètres vitesse-pression-énergie-espèce qu'il apporte.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

3.7 Effet du schéma numérique de discrétisation du terme convectif

L'effet des schémas de discrétisation du terme convectif (Upwind d'ordre 1, Upwind d'ordre 2, centré pur et Quick qui est un schéma d'ordre 3 hybride composé du schéma Upwind et du schéma centré) sur les résultats est étudié en utilisant le solveur de résolution implicite basé sur la densité retenu précédemment. Cette sélection de schémas est basée sur une augmentation en ordre, en commençant par le schéma le plus diffusif, Upwind 1, jusqu'au plus précis, qui est le centré pur, en passant par une combinaison de ces deux schémas. Les résultats en termes de profils radiaux de vitesse et de température à 80 mm en aval de la sortie de torche sont présentés en figure 3.11. Il apparaît que les solutions issues des schémas d'ordre supérieur (Upwind d'ordre 2, Quick et centré) sont confondues et plus proches des valeurs expérimentales que celles du schéma Upwind d'ordre 1, qui est beaucoup plus diffusif.
De ce fait, pour une approche de modélisation de type RANS/URANS et des conditions limites stationnaires expérimentales, un schéma Upwind d'ordre 2 suffit pour obtenir des résultats similaires à ceux du schéma centré.



(a) (b)

FIGURE 3.11 – Profils radiaux de vitesse (a) et de température (b) de l'écoulement à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des schémas de discrétisation numériques du terme convectif.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

CHAPITRE 4

Modélisation du développement du jet turbulent issu de la torche F4 par approche LES

Structure du chapitre 4

4.1 Mise en place du modèle numérique avec une approche LES via des conditions aux limites périodiques . . . 161
4.1.1 Convergence statistique en temps . . . 164
4.1.2 Étude de la taille radiale du domaine . . . 165
4.1.3 Convergence en maillage . . . 167
4.1.4 Convergence temporelle (pas de temps) . . . 169
4.1.5 Étude des modèles de sous maille . . . 170
4.1.6 Caractérisation du jet . . . 179
4.1.7 Détermination des échelles de turbulence . . . 185
4.1.8 Synthèses et conclusion . . . 196
4.2 Application du modèle numérique mis en place avec des conditions aux limites issues du signal complet de la torche . . . 198
4.3 Instationnarité et turbulence . . . 206
4.4 Synthèse et conclusion . . . 215

Licence CC BY-NC-ND 3.0

À partir de l'étude d'impact des méthodes et des paramètres numériques avec l'approche de turbulence URANS, le solveur basé sur la densité en formulation implicite est sélectionné pour l'étude de la turbulence dans le jet plasma avec une approche de type LES. Celui-ci est retenu suite au compromis qualité des résultats et temps de calcul, ainsi qu'au fort couplage qu'il établit entre les paramètres vitesse-pression-température-énergie-espèce, compte tenu de la nature compressible/dilatable de l'écoulement, dont la physique est fortement couplée, et pour laquelle une résolution simultanée des équations de conservation est préférable.

L'étude présentée ci-après constitue l'intérêt essentiel de cette thèse. En effet, les structures turbulentes qui se développent dans le jet de plasma doivent être finement résolues, compte tenu de la faible inertie des gouttelettes et des particules dispersées et transportées par celui-ci, ce qui n'est possible que par une approche de modélisation de la turbulence de type LES. De par la sensibilité de cette approche aux conditions aux limites d'entrée, ainsi que pour une représentation concrète et réaliste du caractère instationnaire de l'arc dans les simulations, celle-ci est combinée à une résolution précise de la génération du plasma dans la torche par approche MHD. Cette démarche montre qu'elle permet d'initier de façon réaliste le développement et la convection des structures tourbillonnaires observées expérimentalement.

Dans ce qui suit, une description détaillée concernant la mise au point du modèle numérique est effectuée. Elle inclut une étude concernant la taille radiale optimale du domaine à partir de laquelle il n'y a pas de répercussion des conditions aux limites latérales sur le développement du jet, le temps de simulation nécessaire pour atteindre une convergence statistique des résultats, une convergence en maillage, une convergence temporelle suivant le pas de temps de simulation, ainsi qu'une étude des modèles de sous maille pour la viscosité, la conductivité thermique et la diffusivité des espèces turbulentes. À chaque étape, le paramètre ou le modèle le plus prédictif est sélectionné pour aboutir à un modèle numérique de développement de la turbulence qui soit le plus réaliste possible. Il sera utilisé par la suite pour comparer l'effet des différentes conditions aux limites issues de la modélisation de la formation du plasma dans la torche sur le développement du jet et ses caractéristiques, notamment l'utilisation d'un modèle à l'ETL et d'un modèle à 2-T pour la génération du plasma à la source.

4.1 Mise en place du modèle numérique avec une approche LES via des conditions aux limites périodiques

Du fait des fortes fluctuations de l'arc en régime de claquage-réamorçage, comme expliqué précédemment en section 2.3.1 du chapitre 2, il n'existe pas de période de fluctuation d'arc ni d'amplitude de fluctuation proprement prédéfinies, car la colonne d'arc et les points de claquage et de ré-attachement de l'arc sur l'anode changent continuellement. De ce fait, les profils de vitesse et de température en sortie de torche sont différents à chaque instant de la simulation. Cependant, le comportement de l'arc se reproduit généralement de façon semblable après un intervalle de temps équivalent à une "pseudo" période de fluctuation.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Ainsi, du fait d'une non-périodicité stricte, il est plus compliqué et lent d'atteindre une convergence moyenne en temps des champs d'écoulement, c'est-à-dire aboutir à des résultats moyens qui tendent vers une valeur stable ou variant peu après un certain temps de simulation. Cette convergence est extrêmement importante, car elle détermine la durée du calcul minimale permettant d'assurer des résultats stables en moyenne temporelle, pour comparer différents calculs numériques ainsi qu'aux résultats expérimentaux.
Ainsi, dans ce but, une "pseudo" période de fluctuation d'arc est extraite des simulations MHD de l'arc à l'ETL, puis dupliquée dans le temps et appliquée comme conditions aux limites d'entrée pour la simulation du développement du jet plasma, comme montré dans ce qui suit.

Une fois que le modèle numérique est entièrement établi sur la base des profils d'écoulement basés sur la pseudo-période de fluctuation d'arc, des simulations numériques plus représentatives sont réalisées en utilisant, comme conditions aux limites d'entrée, les signaux complets non strictement périodiques issus de la torche modélisée à l'ETL, puis à deux températures. Le but de cette seconde partie est l'obtention de résultats plus représentatifs de la réalité.

- **Conditions aux limites périodiques**

La procédure de mise au point des conditions aux limites périodiques est illustrée en figure 4.1, où une partie de l'évolution temporelle de la tension aux bornes des électrodes de la torche, tracée en rouge sur le graphique (a), représente la pseudo-période de fluctuation d'arc extraite puis dupliquée "n" fois dans le temps, comme illustré sur le graphique (b). La vitesse maximale en sortie de la torche, relative à la période dupliquée, est illustrée en (c). Ce processus est répété jusqu'à ce que la convergence en temps des champs d'écoulement soit atteinte, signalant l'arrêt du calcul.

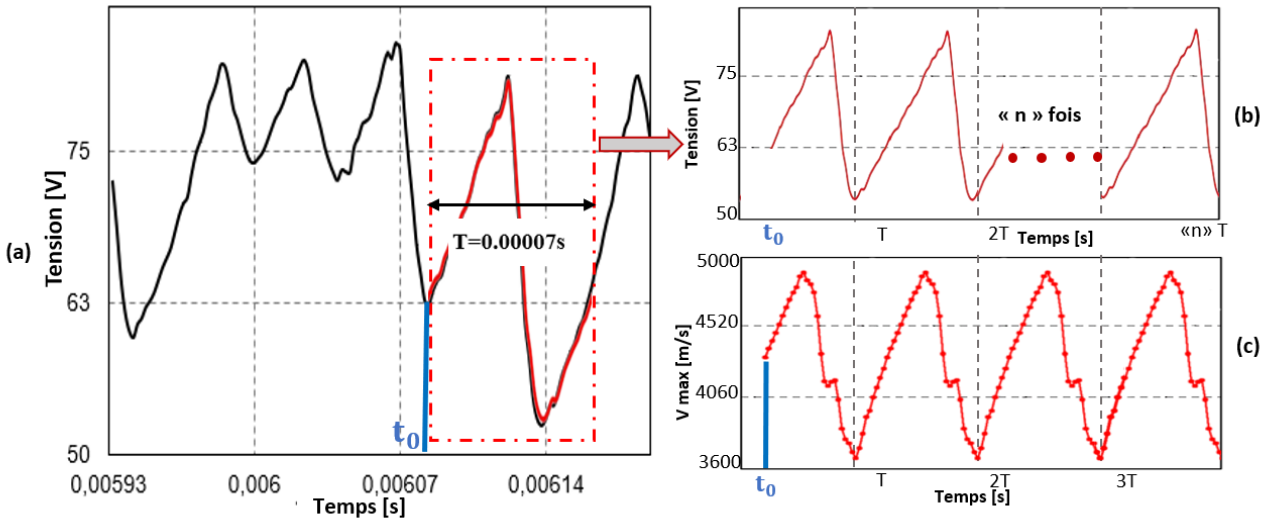


FIGURE 4.1 – (a) Période de fluctuation d'arc extraite du signal de tension aux bornes de la torche, modélisée par approche MHD à l'ETL ; (b) Période dupliquée dans le temps comme conditions aux limite d'entrée ; (c) Vitesse maximale en sortie de torche relative à la période dupliquée.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Ainsi, les mêmes profils de vitesse et de température sont donc ré-imposés en boucle après chaque intervalle de temps équivalent à une période de fluctuation (T), à savoir 7 $\times 10^{-5}$s, soit 700 pas de temps. Compte tenu des différences de pas de temps entre les simulations MHD (où le pas de temps de sauvegarde est de 2×10^{-6}s) et les simulations de l'écoulement turbulent (pas de temps 10^{-7} s), les conditions aux limites d'entrée sont lues tous les 20 pas de temps.

- **Les équations résolues et solveur**

La modélisation du développement du jet plasma dans l'air est réalisée avec le solveur totalement couplé basé sur la densité en formulation implicite, compte tenu des conclusions apportées après l'étude en méthode URANS, tel qu'expliqué en section 3.6 du chapitre précédent.
Les équations résolues sont les équations filtrées de la conservation de la masse, de la quantité de mouvement, de l'énergie et des espèces en formulation compressible, données respectivement par (1.7), (1.8), (1.9) et (1.10), au chapitre 1.

- **Modèle de fermeture**

Dans un premier temps, et pour mettre au point un modèle numérique optimal, le modèle de fermeture ayant la formulation mathématique la plus aboutie et disponible dans le code Fluent est sélectionné.
Ainsi, le modèle WALE est adopté pour la viscosité de sous maille au détriment du modèle de Smagorinsky, Smagorinsky dynamique et TKE compte tenu de ses avantages (section 1.4.2) : de par sa formulation mathématique, il modélise la turbulence par le tenseur du taux de déformation ainsi que par le tenseur de rotation, permettant ainsi d'obtenir une viscosité turbulente nulle dans les régions laminaires et à proximité de la paroi.
La conductivité et la diffusivité de sous maille des espèces sont déterminées en s'appuyant sur les modèles à nombres de Prandtl et Schmidt imposés respectivement à 0,85 et 0,7, compte tenu des recherches bibliographiques établies en section 1.4.2, où une prédominance de ces valeurs est observée dans divers écoulements turbulents (canal, couche limite, jet libre ...).

- **Pas de temps**

La valeur du pas de temps de simulation est déterminée en respectant une CFL de 1, malgré le fait que la discrétisation soit implicite. Cette condition est imposée afin d'assurer une résolution temporelle fine, compte tenu des recommandations de Fluent pour ce type de modélisation. Cette condition CFL est satisfaite pour le cas le plus contraignant, c'est-à-dire en considérant conjointement la plus petite discrétisation de maillage dans la direction de l'écoulement ($\sim$ 0.5 mm) ainsi que la plus grande vitesse qui peut être atteinte par l'écoulement ($\sim$ 4900 m/s), ce qui impose un pas de temps de simulation de 10^{-7}s.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Procédure d'initialisation du calcul**

Pour une meilleure estimation des champs d'écoulement au début du calcul avec l'approche LES, la simulation est initialisée avec des résultats de champs d'écoulement totalement convergés obtenus avec le modèle $k-\omega$ sst (RANS stationnaire). Les profils de vitesse et de température imposés à l'entrée du domaine avec cette approche RANS correspondent à ceux de l'instant t_0 de la pseudo-période de la simulation MHD illustrée en figure 4.1. Ainsi, les profils stationnaires qui ont servi à la génération du plasma avec l'approche RANS sont identiques aux premiers profils de vitesse et de température imposés dans l'approche LES.

4.1.1 Convergence statistique en temps

Une étude de convergence statistique des résultats est effectuée, afin de déterminer le nombre de pseudo-périodes "T" à dupliquer pour atteindre une stabilisation des moyennes temporelles des champs (vitesse, température, fraction d'air...).
Pour déterminer ce nombre de pseudo-périodes "T" qui permet d'atteindre cette convergence temporelle, les moyennes temporelles des champs d'écoulement sont observées sur un nombre de pseudo-périodes "T" progressif et croissant jusqu'à ce qu'elles deviennent stables. Cette procédure est illustrée en figure 4.2, qui représente le profil radial moyenné de vitesse situé à 80 mm en aval de la sortie de torche, calculé sur une durée de temps allant de T jusqu'à 13T. Ces moyennes sont calculées après avoir considéré le temps nécessaire à l'advection de l'écoulement dans la direction axiale, qui est de l'ordre de 2T. On peut observer sur la figure que les différents profils moyens tendent significativement vers leur profil "convergé" à partir d'un calcul sur 6 périodes, avec un écart relatif estimé en norme L^2 entre deux profils moyens calculés sur un nombre de pseudo-périodes successives qui diminue de 20% à 4% au bout de 6 périodes, puis se stabilise totalement à partir de 12 périodes (en passant progressivement de 3% pour se stabiliser à 1%).

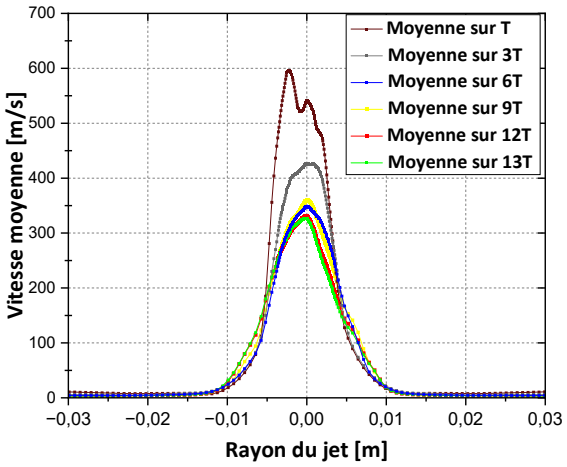


FIGURE 4.2 – Profil radial de vitesse moyenné en temps à 80 mm en aval de la sortie de torche suivant le nombre de pseudo-périodes "T" simulées (début de la moyenne à partir de la troisième période de calcul.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Sur la base de ces résultats et par sécurité, 13 pseudo-périodes de fluctuations d'arc sont considérées pour le calcul des moyennes pour toute l'étude en "LES" qui va suivre, en plus des deux premières périodes nécessaires à l'advection de l'écoulement. Ainsi, le temps de simulation global est de 0,00105 s pour 15 périodes de calcul, soit 10 500 Δt.

4.1.2 Étude de la taille radiale du domaine

Le domaine d'étude est représenté par un cône tronqué de 100 mm de longueur, compte tenu de la distance de tir nécessaire en projection plasma conventionnelle atmosphérique, qui varie entre 80 et 100 mm. Par contre, la détermination de la dimension radiale du domaine est cruciale : il doit être suffisamment grand pour éviter l'influence non physique des conditions aux limites latérales sur le développement des structures turbulentes, tout en limitant sa taille pour éviter des temps de calcul prohibitifs.
Généralement, pour un jet libre turbulent, il est recommandé d'adopter un rayon du domaine supérieur ou égal à 5 fois le diamètre de la tuyère D ($R_{domaine} \geq 5D$). Dans le cas de jets à faible expansion, tel le cas des jets plasma atmosphériques, un rayon du domaine de 2D à 3D est généralement suffisant, comme cela a souvent été respecté par les différents auteurs en modélisation du développement du jet plasma, à savoir :

- en modélisation RANS : Jafaar et Ivchenko [179, 180] $\sim 2D$, Mariaux et al.[102] $\sim 2.5D$, Dalir et al. [131]$\sim 3.5D$;
- en modélisation LES : Marchand et al. [134] $\sim 3,5D$, Caruyer et al. [29] $\sim 6,6D$.

Pour déterminer la taille radiale optimale du domaine, une étude des résultats moyens selon différentes dimensions radiales est effectuée. Ainsi, comme illustré en figure 4.3, pour un diamètre de torche D de 6 mm, des rayons de base inférieure de cône (à l'entrée) de 14,5 mm, 22 mm et 30 mm, soit respectivement 2,4D, 3,6D et 5D, et de base supérieure (à la sortie) de 65 mm, 80 mm et 105 mm, soit respectivement 4,9D, 6,1D et 8,2D sont considérés.

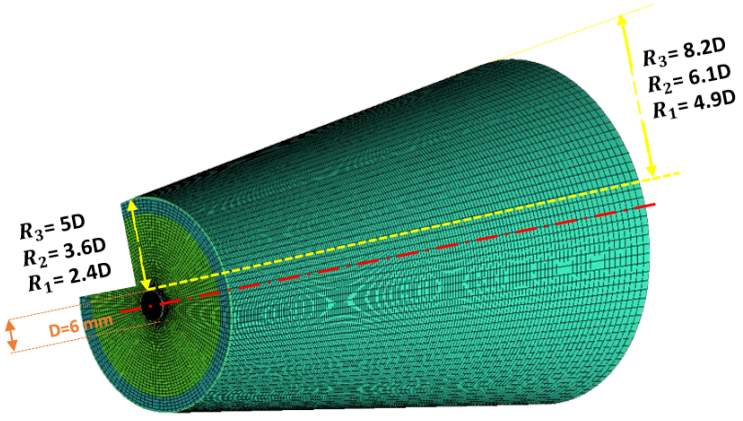


FIGURE 4.3 – Dimensions radiales des trois domaines d'étude considérés ($D_{torche} = 6mm$).

Afin d'éviter des différences dans les solutions dues à la résolution spatiale (maillage), une taille identique des mailles et donc du filtre spatial est utilisée pour les trois domaines considérés, et aboutit aux discrétisations illustrées dans le tableau 4.1, suivant x × y × z, z est la direction axiale de l'écoulement.

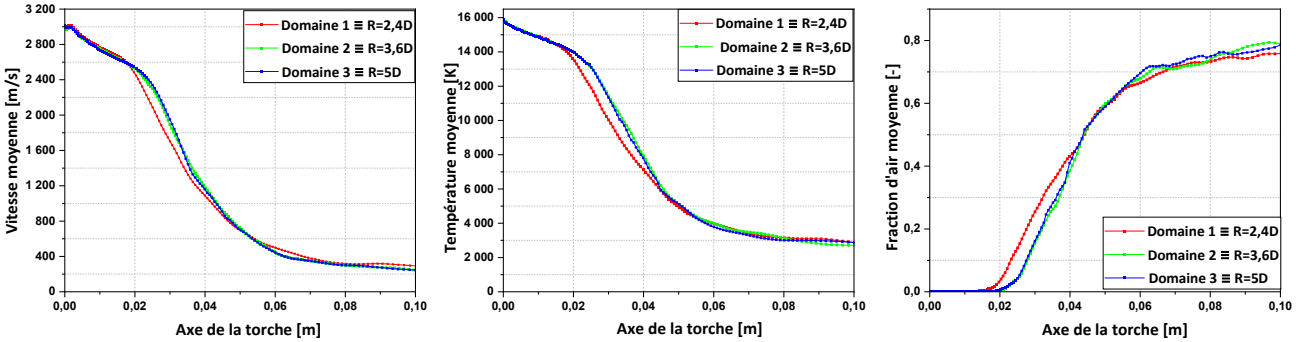
Licence CC BY-NC-ND 3.0

Dimension radiale	Discrétisation	Nombre de nœuds
Domaine 1 : 2,4D	$80 \times 80 \times 130$	$\sim$ 850 000
Domaine 2 : 3,6D	$113 \times 113 \times 130$	$\sim$ 1 650 000
Domaine 3 : 5D	$146 \times 146 \times 130$	$\sim$ 3 800 000

TABLEAU 4.1 – Tableaux illustrant la discrétisation spatiale selon la dimension radiale du domaine.

- **Convergence suivant le rayon du domaine**

Pour déterminer le rayon optimal du domaine parmi les trois présentés, une comparaison de la vitesse, de la température ainsi que de la fraction massique d'air, en moyenne calculée sur 13 pseudo-périodes de fluctuations d'arc pour chaque domaine, est effectuée suivant l'axe de la torche (figure 4.4) ainsi que suivant différents rayons situés au champ proche (15 mm en aval de la sortie de torche), champ moyen (30 mm) et champ lointain (80 mm), comme illustré respectivement en figures 4.5a, 4.5b et 4.5c pour la vitesse.
Les profils moyens sur l'axe, montrent que les résultats issus des trois domaines sont physiquement cohérents, dans le sens où il y a une très bonne concordance entre l'évolution des profils de vitesse, de température et de fraction d'air, qui sont en constante baisse au fur et à mesure du développement de la turbulence qui favorise le mélange du plasma avec l'air ambiant, ce qui ralentit et refroidit l'écoulement. Cette décroissance est marquée par deux phases distinctes : la première est progressive (jusqu'à $\sim$ 20 mm en aval), celle-ci correspond à la zone de fort cisaillement où le mélange avec l'air ambiant reste périphérique au jet. La deuxième est plus intense (zone > 20 mm), car le mélange avec l'air ambiant progresse vers le cœur du jet en aval (figure 4.4.c). De ce fait, le cœur laminaire du jet devient turbulent.
La comparaison des résultats issus des trois domaines montre une stabilisation des champs d'écoulement à partir du domaine 2, offrant des résultats identiques à ceux du domaine 3.



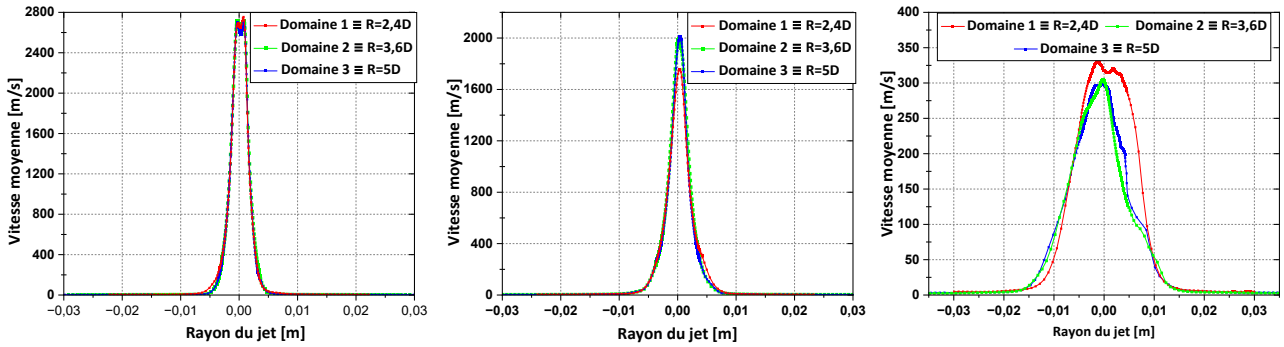
(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.4 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche dans les trois domaines d'étude considérés.

Les profils moyens radiaux de vitesse (figure 4.5) confirment ces constatations. En effet, en champ proche (15 mm en aval de la sortie), les résultats issus des trois domaines sont identiques car la turbulence ne s'est pas encore développée, et donc les effets de bord sont négligeables. Pour les profils à 30 mm en aval de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

la sortie de torche, une différence notable de la vitesse moyenne ($\sim$ 350 m/s) est observée au centre du jet dans le domaine 1 (le plus petit) par rapport aux deux autres domaines où celle-ci est identique, puisque la transition à la turbulence a déjà eu lieu ($\sim$ 17 mm pour le domaine 1 contre $\sim$ 20 mm pour les deux autres domaines). Cela est dû au fait que les frontières latérales du domaine 1 sont plus proches, ce qui conduit à une modification du développement du jet, probablement liée à une surestimation de la turbulence, caractérisée par un mélange plus important avec l'air.



(a) : 15 mm (b) : 30 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.5 – Profils radiaux moyens de vitesse à 3 distances différentes en aval de la sortie de torche pour les trois domaines d'étude considérés.

Les profils radiaux moyens à 80 mm en aval de la sortie de torche montrent une différence au niveau de la vitesse maximale atteinte ainsi que la largeur du jet pour le domaine 1, par comparaison au domaine 2 et au domaine 3, pour lesquels les résultats sont très similaires.

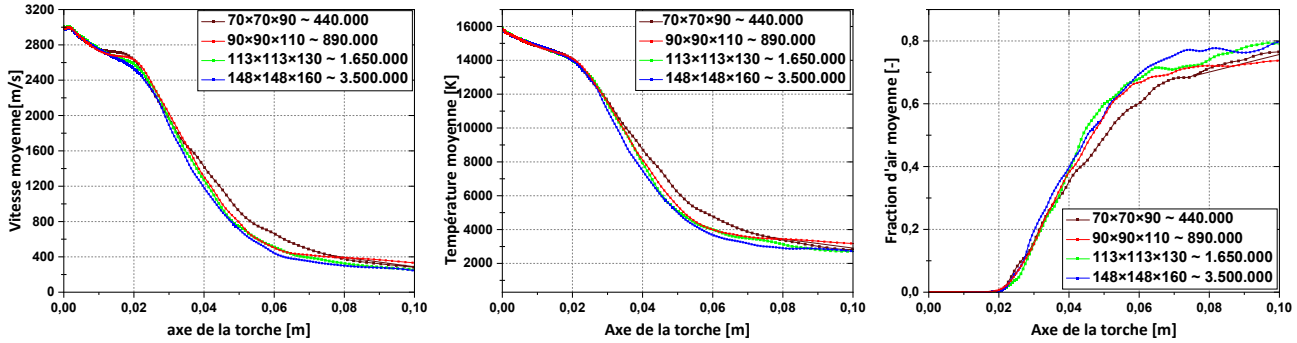
Ainsi, à partir du rayon de 3,6D (domaine 2), la convergence en termes de taille radiale du domaine est obtenue, synonyme d'absence d'effets de bord susceptibles d'altérer le développement du jet et la turbulence. Le domaine 2 est donc choisi pour la suite de l'étude.

4.1.3 Convergence en maillage

La dimension radiale optimale du domaine étant déterminée, une convergence en maillage est effectuée afin de trouver le raffinement de maillage présentant le meilleur compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. De ce fait, et comme expliqué en section 2.1 du chapitre 2, quatre niveaux de raffinement ($\sim$ 450 000 éléments, $\sim$ 900 000 éléments, $\sim$ 1 650 000 éléments, $\sim$ 3 900 000 éléments) sont considérés. Les profils moyennés en temps de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des différents maillages sont représentés en figure 4.6. La zone de transition à la turbulence située approximativement à 20 mm est similaire pour les différents maillages et correspond au début du mélange d'air avec le plasma (figure 4.6.c), suivie d'une chute significative des vitesses 4.6.a et des températures 4.6.b du fait du mélange avec l'air ambiant.
Les résultats moyens sont assez proches sur l'axe de la torche, avec une légère différence pour le maillage le plus distendu ($\sim$ 440 000) par rapport aux autres dans la zone située entre 40 mm et 80 mm en aval.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

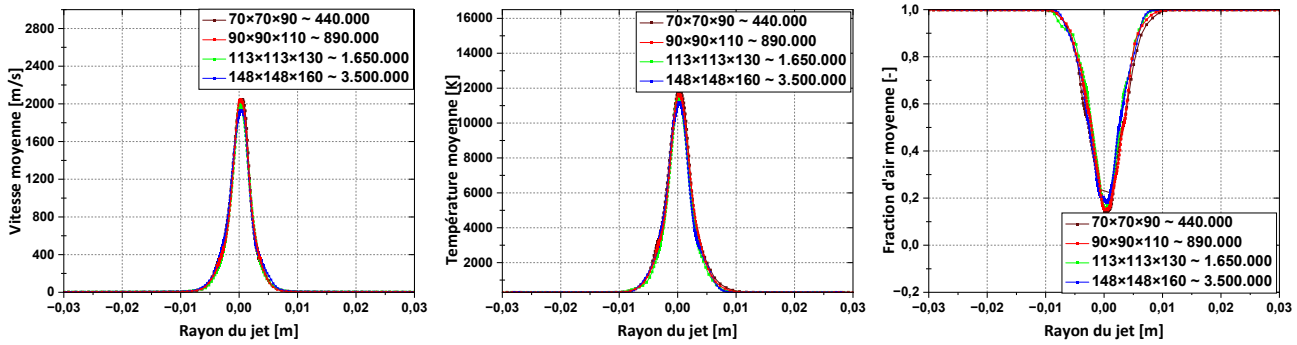
Dans la zone de transition à la turbulence entre 17 mm et 20 mm en aval, on observe une très légère augmentation locale, probablement non physique, de la vitesse pour les deux maillages plus distendus, contrairement aux maillages plus fins (figure 4.6.a). Cette augmentation locale de vitesse est probablement due aux instabilités de cisaillement (Kelvin-Helmholtz) qui seraient mal captées, entraînant ainsi une mauvaise résolution des tourbillons de transition, se traduisant par une accélération non physique dans cette zone.



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.6 – Profils moyennés en temps de vitesse, de température et de fraction d'air suivant l'axe de la torche en fonction de la résolution spatiale.

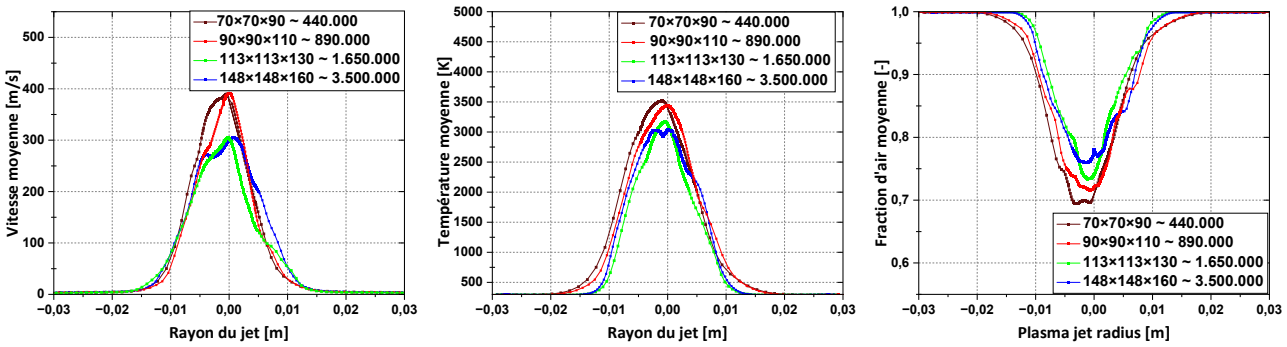
Les figures 4.7 et 4.8 représentent les profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 30 mm et à 80 mm en aval de la sortie. À 30 mm, après la transition à la turbulence, les résultats moyens issus des différents maillages sont pratiquement identiques en termes d'intensité et de largeur du jet pour les trois grandeurs. Cependant, au champ lointain, où la turbulence a atteint le cœur du jet, la convergence en maillage n'est obtenue qu'à partir du maillage à 1 650 000 éléments, offrant des résultats très proches de ceux obtenus avec le maillage le plus fin, à savoir 3 500 000 éléments.



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : fraction d'air

FIGURE 4.7 – Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction d'air à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction de la résolution spatiale.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.8 – Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction d'air à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction de la résolution spatiale.

Ainsi, le maillage à 1 650 000 éléments est retenu pour la suite de l'étude, car il constitue le meilleur compromis entre la précision des résultats et le temps de calcul. En effet, celui-ci limite les ressources CPU nécessaires, tout en garantissant une très bonne représentation des structures turbulentes au niveau de la transition laminaire-turbulent, ainsi qu'en champs lointains où sera placé le substrat.

4.1.4 Convergence temporelle (pas de temps)

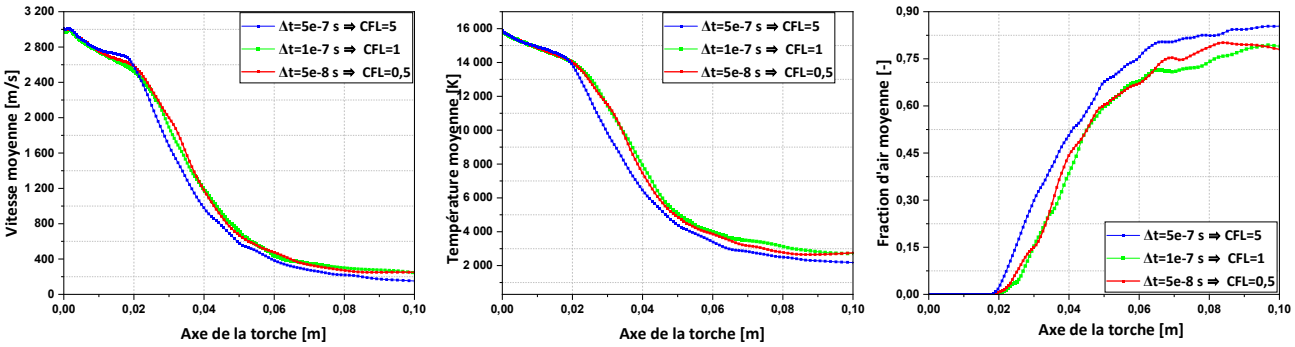
Après avoir déterminé le maillage qui définit la taille du filtre spatial permettant une convergence des résultats en moyennes temporelles, nous allons nous intéresser à la taille du filtre temporel qui permettra d'aboutir à des résultats moyens convergés temporellement. Pour cela, trois pas de temps de simulation Δt sont considérés durant le calcul, à savoir 5×10^{-7}s, 10^{-7}s et 5×10^{-8}s, correspondant à des CFL respectives de 5, 1 et 0,5.

La figure 4.9, qui représente les profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des pas de temps de simulation, montre que la convergence est atteinte avec un pas de temps Δt=10^{-7}s, qui offre des résultats similaires à ceux obtenus avec le plus petit pas de temps Δt=$5\times\ 10^{-8}$s pour les trois grandeurs, alors que le pas de temps le plus long Δt=5×10^{-7}s conduit à des résultats décalés du fait d'une transition plus précoce à la turbulence.

De même qu'un filtrage spatial plus large, un filtrage temporel long implique une moins bonne résolution de la turbulence, surtout dans la zone de transition, ce qui est probablement responsable de l'augmentation locale non physique observée ($\sim$ 20 mm), comme le montre la figure 4.9a.

Les rapports entre les pas de temps $5\times\ 10^{-7}$s, 10^{-7}s et $5\times\ 10^{-8}$s sont respectivement de 5 et 2, et engendrent des temps de calcul respectifs de 6 jours, 13 jours et 32 jours en calcul parallèle sur 70 processeurs logiques de type Intel(R) Xeon(R) Gold, pour le maillage sélectionné. Le rapport des pas de temps de 5 n'a pas été respecté comme il aurait dû l'être pour le dernier cas, car il amènerait à des temps de calcul prohibitifs.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.9 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction d'air suivant l'axe de la torche en fonction du pas de temps de simulation Δt.

Compte tenu de ces résultats, le pas de temps 10^{-7} *s est retenu pour la suite de l'étude. En effet, celui-ci offre le meilleur compromis convergence des résultats-temps de calcul, tout en respectant une CFL égale à l'unité.*

4.1.5 Étude des modèles de sous maille

Dans cette partie, nous allons nous intéresser à l'impact des modèles de sous maille les plus pertinents pour notre application et disponibles dans Fluent, pour la modélisation de la viscosité, de la conductivité thermique et de la diffusivité turbulentes, sur les champs de l'écoulement, en considérant les paramètres numériques optimisés (taille radiale du domaine, maillage et pas de temps de simulation).

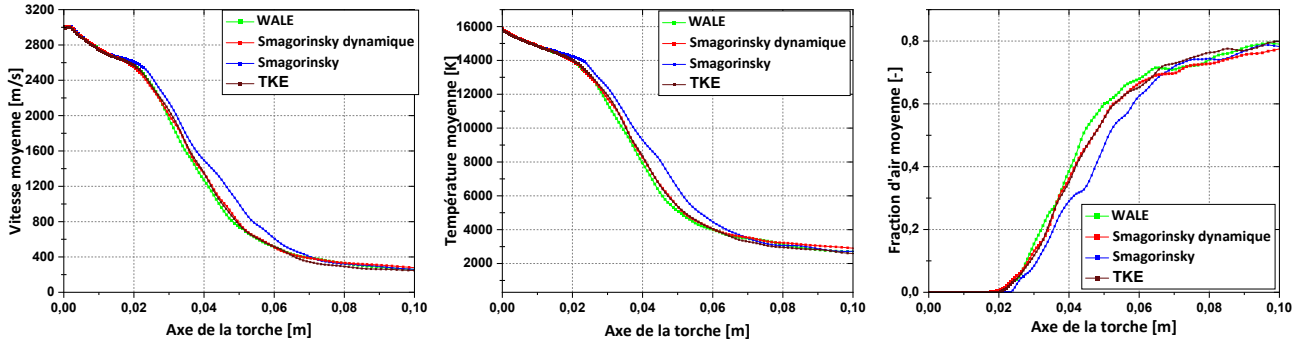
- **Viscosité turbulente**

Pour la modélisation de la viscosité turbulente, quatre modèles de sous maille sont considérés : le modèle de Smagorinsky, Smagorinsky dynamique, TKE et le modèle WALE, définis en section 1.4.2 du chapitre 1. Ces variantes sont choisies afin de montrer :

- l'avantage de la prise en compte d'un coefficient spatialement et temporellement dynamique pour le modèle de Smagorinsky, dont la formulation mathématique s'appuie uniquement sur le tenseur du taux de déformation, par rapport au modèle de base dont le coefficient est constant.
- l'impact d'un modèle dynamique s'appuyant sur l'énergie cinétique turbulente au lieu de la vitesse de déformation (modèle TKE par rapport au Smagorinsky dynamique) ;
- l'avantage d'un modèle plus complet s'appuyant sur les vitesses de déformation et de rotation, dont la constante est indépendante du type d'écoulement : modèle WALE (par rapport au Smagorinsky).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La figure 4.10 représente les profils moyennés en temps de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche, en fonction des différents modèles de sous maille pour la viscosité turbulente. Les résultats issus des différents modèles sont similaires pour les trois grandeurs étudiées, bien qu'un écart soit constaté avec le modèle de Smagorinsky dans la zone située entre 25 mm et 70 mm. En effet, avec ce modèle, la transition à la turbulence est légèrement retardée par rapport aux trois autres modèles (25 mm en aval au lieu de 20 mm) (4.10c). Cela peut être expliqué par le fait que les modèles de Smagorinsky dynamique et de TKE gèrent théoriquement mieux la transition à la turbulence du fait de leurs coefficients C déterminés dynamiquement, ainsi que par la formulation mathématique du modèle WALE, qui lui permet de mieux capter la turbulence via les tenseurs de rotation et de vitesses de déformation.
Les faibles différences observées au niveau des résultats issus des différents modèles de sous maille sont probablement dues aux moyennes temporelles qui lissent les fluctuations, effaçant ainsi la différence au niveau des structures fines et éphémères modélisées, et donc des variations locales de la viscosité sous maille, mais en gardant tout de même la dynamique globale de l'écoulement dominée par les grandes échelles résolues. De plus, du fait du maillage fin utilisé dans l'étude, le modèle sous maille ne joue qu'un rôle dissipatif secondaire agissant instantanément sur les plus petites échelles de turbulence, alors que les grosses structures sont toutes résolues, quel que soit le modèle de fermeture.



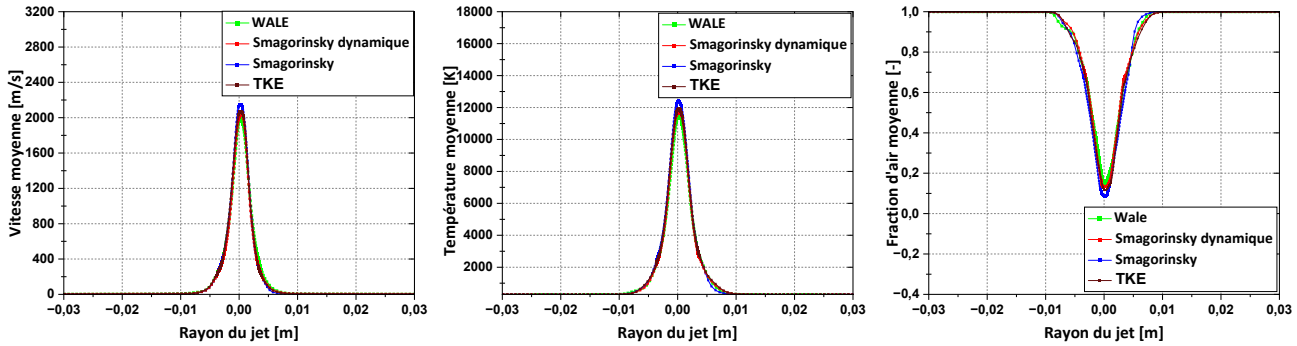
(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.10 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des différents modèles de viscosité de sous maille.

Les profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction d'air à différentes distances en aval en champ proche à 30 mm (figure 4.11) et en champ lointain à 80 mm (figure 4.12) montrent que les résultats sont quasi identiques, même si de légères variations de largeur du jet sont observées en champ lointain.

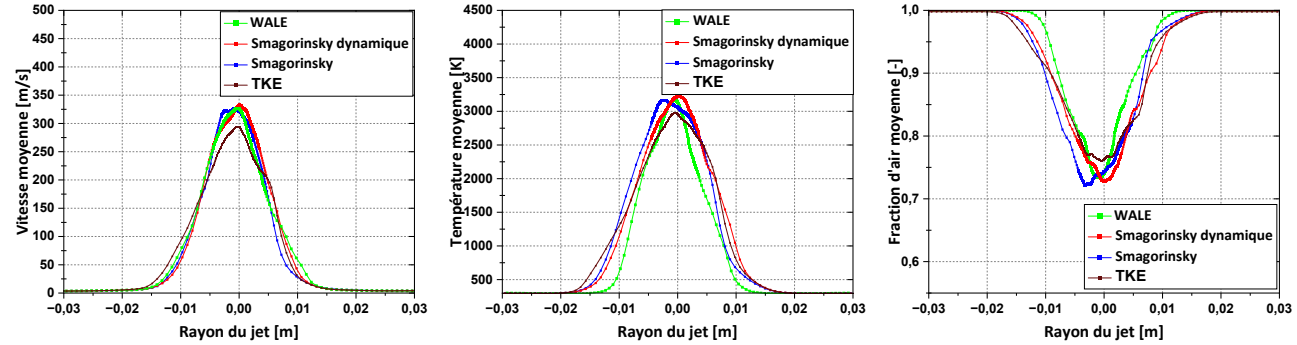
Ainsi, en approche de modélisation LES résolue sur une grille fine, les solutions moyennées en temps sont peu sensibles au modèle de sous maille, et les différences n'apparaissent que dans les zones de transition laminaire-turbulent.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Vitesse (a) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.11 – Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction des modèles de viscosité de sous maille.



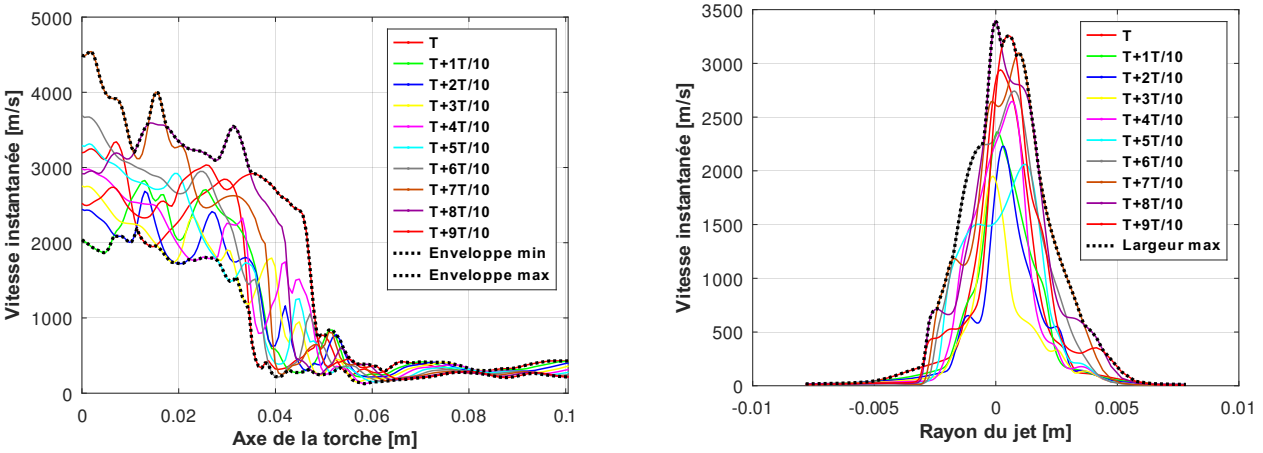
(a) : Vitesse (a) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.12 – Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des modèles de viscosité de sous maille.

Afin d'observer les différences induites par les modèles de sous maille, nous allons nous intéresser aux champs instantanés de l'écoulement. Pour cela, les profils axiaux et radiaux à 30 mm en aval de la sortie de torche des vitesses instantanées sont tracés à différents instants de la période de fluctuation d'arc, allant de T, T+T/10,..., jusqu'à T+9T/10, (figures 4.13a et 4.13b), établi avec le modèle WALE, théoriquement le plus prédictif. Une enveloppe axiale minimale et maximale des variations de vitesse peut alors être tracée, ainsi que l'enveloppe représentant la largeur maximale du jet à 30 mm, sous la forme d'une ligne discontinue noire sur les deux figures considérées (4.13a et 4.13b).

Les enveloppes axiales (4.14a) et radiales à 30 mm en aval de la sortie de torche (4.14b) sont alors définies pour tous les modèles de sous maille et comparées. La figure 4.14a, confirme qu'avant la transition à la turbulence (< 20 mm en aval de la sortie), les modèles donnent des enveloppes très similaires, du fait de l'aspect laminaire du jet plasma dans cette zone centrale, juste en aval de la sortie de tuyère, et qu'il n'y a aucun apport du modèle de sous maille, car il n'y a pas de structures fines à modéliser.

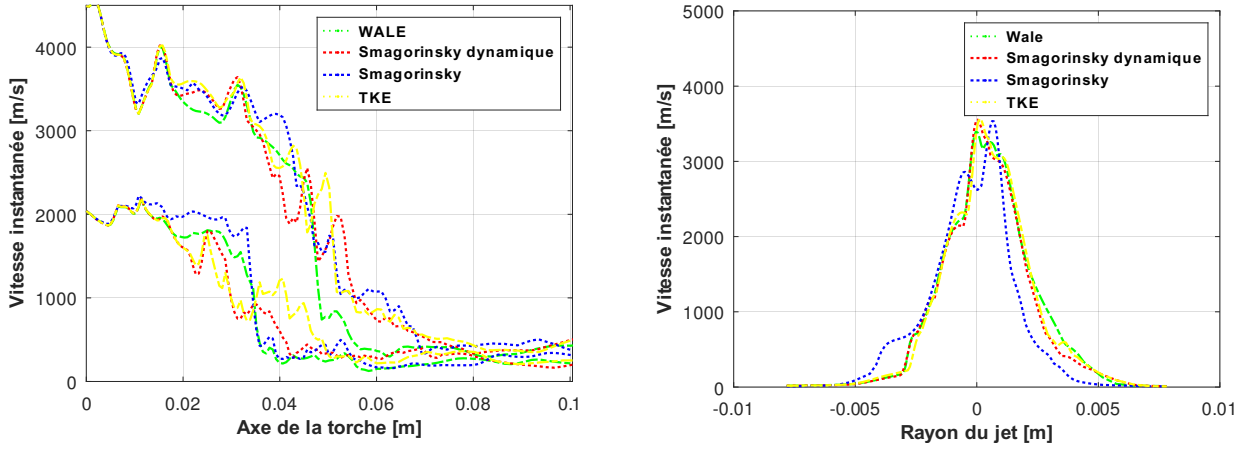
Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) (b)

FIGURE 4.13 – Détermination de l'enveloppe minimale et maximale de la vitesse instantanée suivant l'axe de la torche (a), ainsi que radialement à 30 mm en aval de la sortie de torche (b), à partir des évolutions instantanées à différents instants de la période de fluctuation de l'arc, avec le modèle de sous maille WALE.

Cependant, dès que la turbulence se développe, des écarts se creusent entre les modèles, surtout dans la zone comprise entre 20 mm et 70 mm, région où l'écoulement est constitué de bouffées chaudes et froides convectées axialement, induisant ainsi des fluctuations dans les enveloppes minimale et maximale, liées à la différence de modélisation des petites échelles. En ce qui concerne la largeur maximale du jet à 30 mm en aval de la sortie de torche (figure 4.14b), celle-ci est très similaire entre les différents modèles de sous maille, avec un léger décalage pour le modèle de Smagorinsky, pour lequel le développement de la turbulence est retardé.

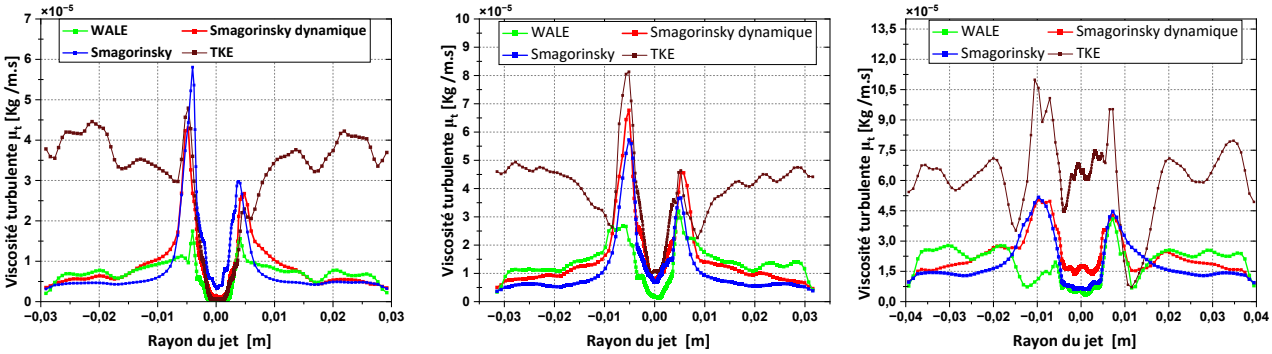


(a) (b)

FIGURE 4.14 – Comparaison des enveloppes axiales (a) et radiales (b) de vitesse issues des modèles de sous maille pour la modélisation de la viscosité turbulente.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Les profils radiaux moyennés dans le temps de la viscosité turbulente sont présentés en figure 4.15 afin d'observer le comportement des modèles de sous maille dans les différentes zones de l'écoulement : zone laminaire à 15 mm en aval de la sortie de torche (figure 4.15.a), zone de transition à 30 mm (figure 4.15.b) et zone pleinement turbulente à 80 mm (figure 4.15.c). D'une manière globale, le comportement de la viscosité turbulente pour les différents modèles est cohérent, dans le sens où celle-ci est faible dans le cœur potentiel du jet du fait de la laminarité de la zone, augmente à proximité de la couche de mélange en raison du cisaillement et de la turbulence, et décroît ensuite en se rapprochant des limites latérales du domaine, où celle-ci devient nulle du fait de la présence de l'air ambiant au repos, sauf pour le modèle TKE qui gère très mal cette viscosité dans les zones latérales externes du jet. Cela pourrait être dû à une diffusion et une advection latérale de l'énergie cinétique turbulente qui n'est pas contrainte à s'annuler vers les sorties libres du domaine, influant ainsi sur la viscosité turbulente qui y est directement proportionnelle dans ce modèle. Ce problème numérique n'apparaît pas avec les autres modèles, car ils s'appuient sur le tenseur de vitesse de déformation et de rotation pour déterminer la viscosité turbulente, lesquels sont très faibles, voire nuls, dans les zones non cisaillées de l'écoulement (air au repos).



(a) : 15 mm (a) : 30 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.15 – Profils radiaux moyennés en temps de viscosité turbulente à différentes sections en aval de la sortie de torche en fonction des différents modèles de viscosité de sous maille.

En ce qui concerne la région centrale laminaire en proche sortie de torche (< 30 mm en aval), c'est le modèle WALE qui gère le mieux cette zone du fait de sa formulation mathématique, puisque celui-ci détermine une viscosité turbulente nulle à 15 mm (figure 4.15a) et très faible à 30 mm (4.15b) pour un nombre de Reynolds moyen qui ne dépasse pas 1700 à 30 mm. La turbulence est peu développée, et ce, malgré le fait que les vitesses soient importantes. Ainsi, avec ce modèle, dans le cas où les vitesses sont importantes sans pour autant qu'il y ait présence de rotation, la viscosité turbulente est nulle, comme c'est le cas au centre du jet plasma. A 80 mm en aval de la sortie de torche (figure 4.15.c), la viscosité turbulente n'est pas nulle dans la région centrale, quel que soit le modèle, car à cette abscisse, il n'y a plus de cœur potentiel du jet, mais plutôt des bouffées convectées dans l'écoulement, avec présence probable de tourbillons dans cette zone.

De par ces observations, le modèle WALE est retenu pour la suite de l'étude. En effet, ayant la formulation mathématique la plus aboutie, celui-ci permet une meilleure gestion de la région laminaire au centre du jet, en assurant des viscosités turbulentes nulles dans les zones à faible cisaillement et en proche paroi, avantage

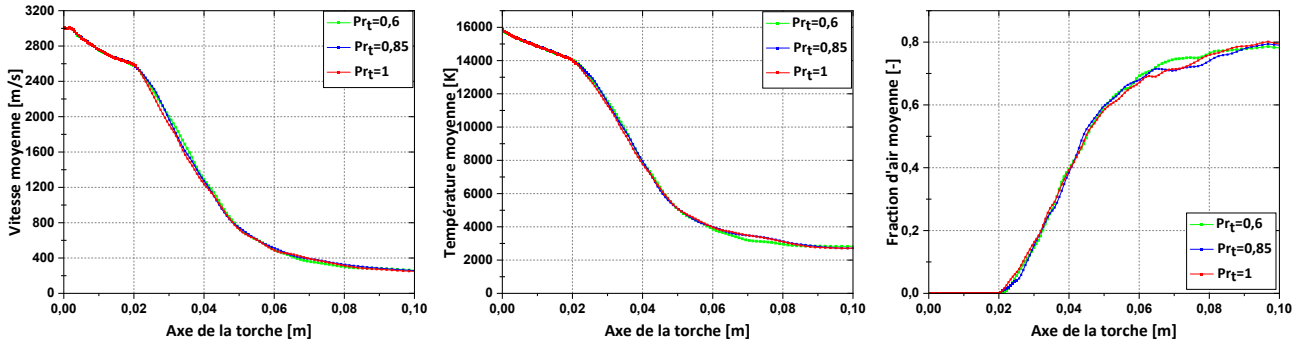
Licence CC BY-NC-ND 3.0

majeur et essentiel pour des simulations futures en présence de substrat.

- **Conductivité thermique turbulente**

La conductivité thermique de sous maille est modélisée en s'appuyant sur le modèle à nombre de Prandtl de sous maille imposé à des valeurs de 0,6, 0,85 et 1, compte tenu des recherches bibliographiques menées au chapitre 1. Le but est de déterminer l'impact du nombre de Prandtl turbulent sur les champs d'écoulement.

La figure 4.16 représente les profils moyennés en temps de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des différentes valeurs du nombre de Prandtl turbulent. La valeur de celui-ci n'a quasiment pas d'impact sur les profils moyens des différentes grandeurs. Cette similitude a forcément été renforcée par les moyennes temporelles qui lissent les fluctuations.



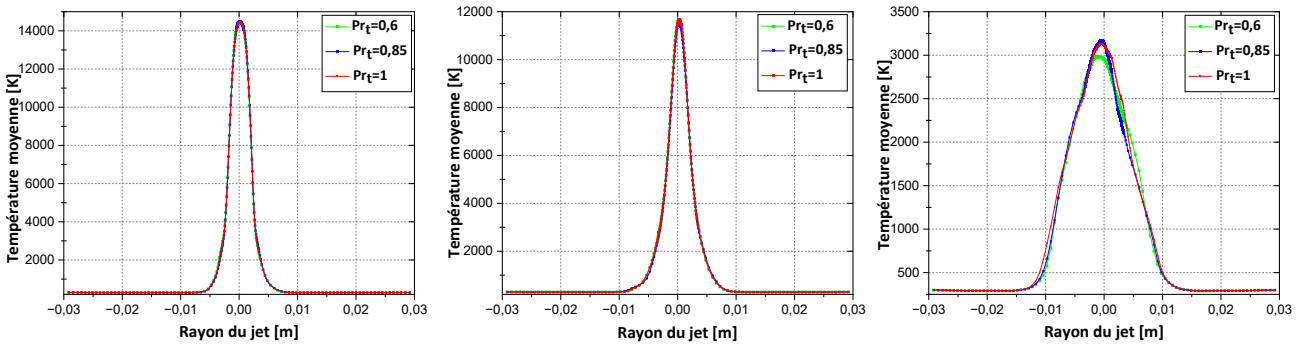
(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.16 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction de la valeur du nombre de Prandtl turbulent.

Les profils radiaux moyens de ces trois grandeurs à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche (figure 4.17 pour la température et figures 30 et 31 annexe F1 pour la vitesse et la fraction massique d'air) confirment ces observations. Sauf à 80 mm en aval de la sortie de torche où un écart de 250 K est observé dans la simulation avec le nombre de Prandtl à 0,6 par rapport aux deux autres (0,85 et 1). Celui-ci peut être expliqué par le fait qu'à faible nombre de Prandtl turbulent, la conductivité turbulente λ_{sm} est plus importante $\lambda_{sm} = C_p \mu_{sm} / Pr_t$, μ_{sm} et C_p étant constants, impliquant ainsi une conductivité effective $\lambda_{eff} = \lambda + \lambda_{sm}$ plus importante, et donc une diffusion plus importante de chaleur, se traduisant ainsi par une baisse de température. Ce léger écart n'est pas observé entre les valeurs 0,85 et 1, probablement parce que celles-ci sont très proches, ni plus en amont (à 15 mm et 30 mm), probablement du fait que la turbulence n'est pas encore vraiment développée, ajouté au fait que les moyennes temporelles lissent les résultats.

Afin de voir l'impact de la valeur du nombre de Prandtl turbulent sur les champs d'écoulement instantanés en se détachant de l'effet des moyennes temporelles, nous nous sommes intéressés à l'évolution de l'enveloppe instantanée minimale et maximale de température suivant l'axe de la torche, ainsi qu'à la largeur maximale du profil de température à 30 mm et à 80 mm en aval de la sortie de torche, présentées en figure 4.18.

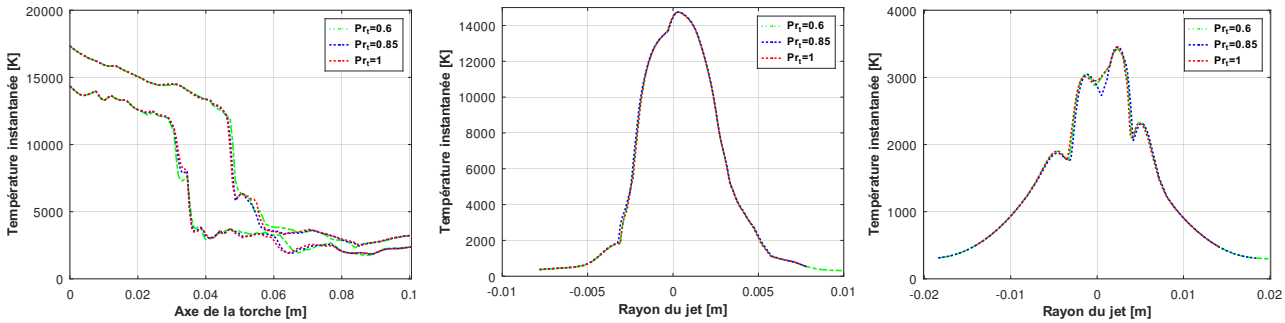
Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : 15 mm (b) : 30 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.17 – Profils radiaux moyens de température à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Prandtl turbulent.

Les résultats montrent que, contrairement à l'effet des modèles de viscosité de sous maille qui induisaient d'importantes variations de ces enveloppes après la transition à la turbulence, l'influence de la valeur du nombre de Prandtl turbulent sur les températures instantanées est quasiment insignifiante, quelle que soit la zone. Cela peut être dû à plusieurs facteurs, notamment : i) une viscosité turbulente très faible, même en périphérie du jet dans la zone turbulente, du fait d'une très bonne résolution spatiale ; ii) une conductivité moléculaire du plasma très importante conduisant à des flux thermiques fortement dominés par la conduction moléculaire, que ce soit au centre du jet ou même en périphérie. Ainsi, la conduction de chaleur est plus pilotée par le processus moléculaire que le transport turbulent (de sous maille). D'autre part, il est important de souligner le rôle prédominant des mécanismes d'advection dans le transport des scalaires tels que la température, lesquels sont assurés par le champ de vitesse qui reste pratiquement inchangé, quelle que soit la valeur du nombre de Prandtl turbulent, favorisant ainsi une stabilisation des profils.



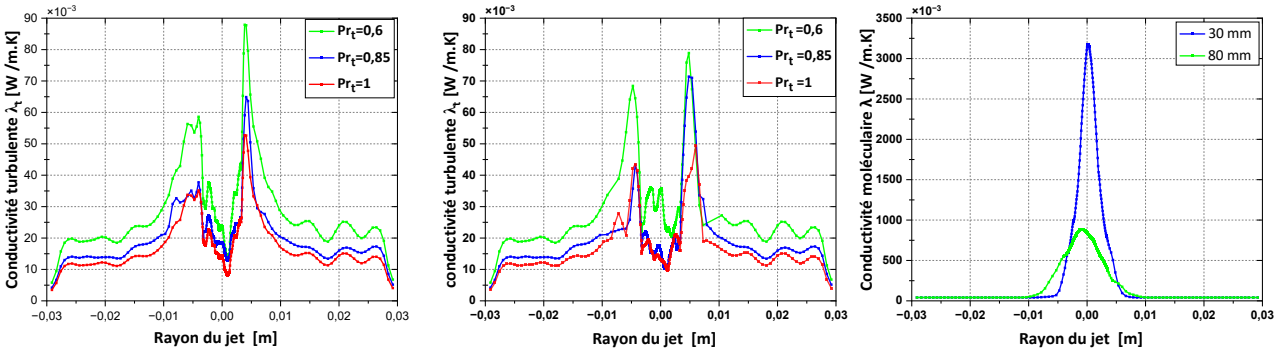
(a) (b) (c)

FIGURE 4.18 – Enveloppe minimale et maximale de la température suivant l'axe de la torche en fonction des valeurs du nombre de Prandtl turbulent(a), Largeur maximale du jet sur la base des profils de température à 30 mm (b) et à 80 mm (c) en aval de la sortie de torche en fonction des valeurs du nombre de Prandtl turbulent.

Ces mêmes observations sont constatées sur les enveloppes instantanées de vitesse et de fraction massique d'air illustrées en annexe F1, figures 32 et 33.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La figure 4.19 qui représente les profils radiaux moyens de conductivité turbulente en fonction du nombre de Prandtl à 30 mm (4.19.a) et à 80 mm (4.19.b) en aval de la sortie de torche confirme les explications avancées précédemment. En effet, même si la conductivité turbulente est sensible aux variations du régime d'écoulement, dans le sens où celle-ci est faible au cœur du jet laminaire et augmente brusquement à sa périphérie, cette augmentation reste faible face aux valeurs atteintes par la conductivité moléculaire dans la couche de mélange illustrée en figure 4.19.c , qui représente les profils radiaux moyens à 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.



(a) : 30 mm (b) : 80 mm (c)

FIGURE 4.19 – Profils radiaux moyens de conductivité thermique turbulente à 30 mm (a) et à 80 mm en aval de la sortie de torche (b) en fonction du nombre de Prandtl turbulent, ainsi que les profils radiaux moyens de conductivité moléculaire à 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

Compte tenu de l'impact minime voir négligeable du nombre de Prandtl turbulent sur les résultats moyens et instantanés, la valeur intermédiaire de 0,85 est retenue pour la modélisation de la conductivité thermique sous maille dans la suite de l'étude.

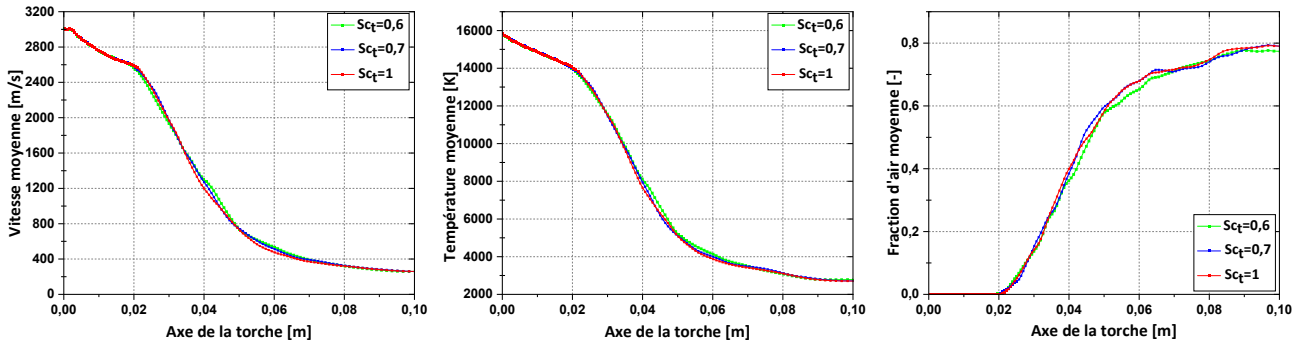
- **Diffusivité turbulente des espèces**

La diffusivité turbulente des espèces est modélisée en s'appuyant sur le modèle à nombre de Schmidt sous maille imposé à des valeurs de 0,6, 0,7 et 1, afin de déterminer l'impact de celui-ci sur les champs d'écoulement.

Les profils moyens de vitesse, température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche illustrés en figure 4.20 ainsi que radialement situés à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche (annexe F1, figures 34, 36 et 37), montrent que le nombre de Schmidt turbulent a un impact insignifiant sur les profils de ces différentes grandeurs.

Cette similitude persiste aussi sur les enveloppes instantanées minimales et maximales de vitesse, de température et de fraction d'air, suivant l'axe de la torche et radialement, illustrées en annexe F1, figures 38, 39 et 40. Ainsi, de même que pour le nombre de Prandtl de sous maille, le nombre de Schmidt de sous maille n'influe pas sur les champs d'écoulement, qu'ils soient moyens ou instantanés. Cela peut s'expliquer par :

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 4.20 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction d'air suivant l'axe de la torche en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent pour.

- une diffusivité turbulente faible, même en périphérie du jet, quel que soit le nombre de Schmidt utilisé, du fait de la fine résolution spatiale ;
- une diffusion plus pilotée par les processus moléculaires que turbulents du fait des valeurs importantes de la diffusion moléculaire ;
- un transport scalaire dominé par l'advection, laquelle est pratiquement inchangée du fait de l'absence de rétroaction directe entre les scalaires et le modèle sous maille.

De par ces constatations, notamment une faible sensibilité des résultats à la variation du nombre de Schmidt turbulent, la valeur intermédiaire de 0,7 est retenue pour la modélisation de la diffusivité sous maille pour la suite de l'étude.

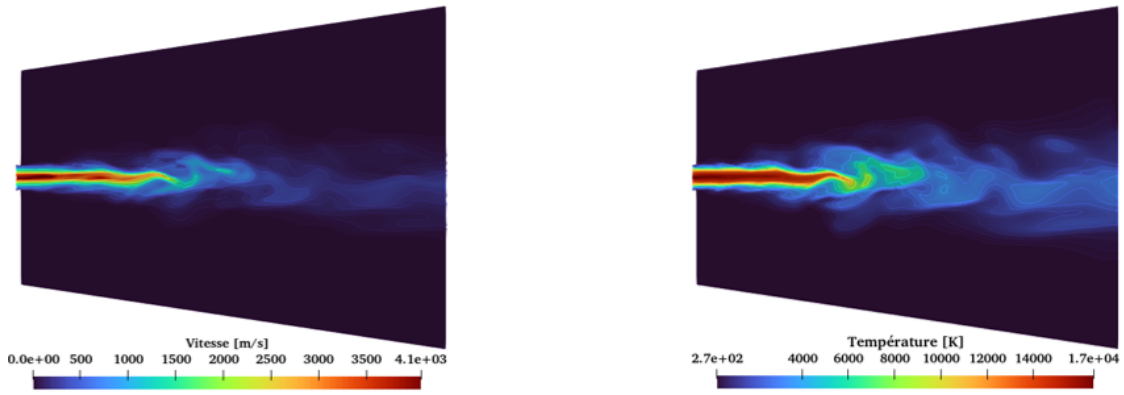
Compte tenu de cette première partie de l'étude, un modèle numérique optimal a donc été établi pour la modélisation du développement du jet plasma dans l'air avec l'approche LES. Celui-ci inclut une optimisation des paramètres géométriques liés à la taille radiale du domaine, ainsi que numériques liés au maillage, au pas de temps de simulation, et aux modèles de sous maille pour la viscosité, la conductivité et la diffusivité turbulentes.

Sur la base de ce modèle, une caractérisation du jet turbulent basée sur les champs instantanés de vitesse, de température, de fraction massique d'air et des fluctuations moyennes de vitesse et de température est présentée. Elle est complétée par l'évolution des valeurs du nombre de Mach et du nombre de Reynolds dans l'écoulement. Cette étude est étayée par une analyse rigoureuse de l'évolution de la viscosité sous maille et de la viscosité moléculaire dans l'écoulement, ainsi que l'identification des structures tourbillonnaires via le critère-Q et la détermination de l'intensité turbulente.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

4.1.6 Caractérisation du jet

L'instant t=T+T/3 est choisi pour afficher tous les champs d'écoulement instantanés qui vont suivre, car il représente approximativement l'instant auquel les valeurs maximales de ces champs correspondent à la moyenne de leurs valeurs maximales au cours d'une pseudo-période de fluctuation de l'arc.
Les champs d'écoulement du jet (vitesse, température et fraction massique d'air) sont représentés dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche en figures 4.21 et 4.22. Les vitesse et température maximales sont respectivement d'environ 4100 m/s et 17000 K au cœur du jet, qui mesure environ 38 mm de long à l'instant considéré. Ces grandeurs diminuent progressivement vers la périphérie du jet du fait du développement de la turbulence à partir de la couche de mélange, qui déstabilise le jet en induisant des mouvements tourbillonnaires et entraîne de l'air dans le cœur potentiel de celui-ci. De ce fait, le jet présente une forte asymétrie, marquée par des détachements de structures convectées par l'écoulement, tels qu'observés expérimentalement. Ainsi, le modèle LES reproduit qualitativement et correctement le développement du jet de plasma, avec des champs d'écoulement représentatifs de l'écoulement réel.



(a) (b)

FIGURE 4.21 – Champ de vitesse (a) et de température (b) dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, à l'instant T+T/3.

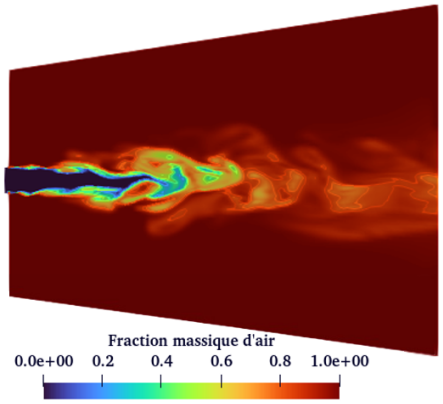
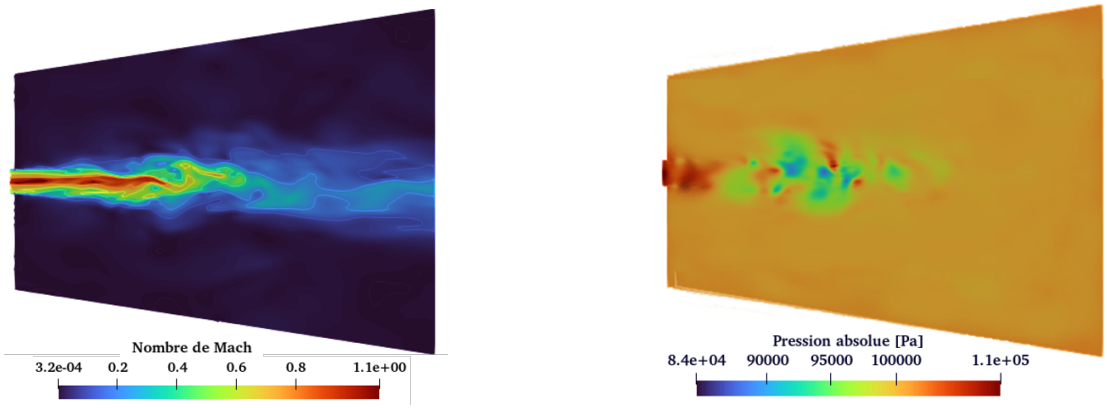


FIGURE 4.22 – Champ de fraction massique d'air dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, à l'instant T+T/3.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La figure 4.23, qui représente le champ du nombre de Mach et le champ de pression dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche à l'instant t=T+T/3, montre que l'écoulement est compressible, avec un nombre de Mach qui atteint 1,1 localement dans le cœur du jet, mais sans présence d'onde de choc, car la légère détente a lieu sans qu'aucune discontinuité ne se forme (figure 4.23b). Ce résultat confirme la nécessité de prendre en compte la compressibilité à travers l'utilisation d'un solveur couplé adéquat pour la résolution des équations, ainsi que d'un algorithme de calcul des propriétés qui tient compte de ces variations de pression.



(a) (b)

FIGURE 4.23 – Nombre de Mach (a) et champ de pression (b) dans une coupe dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche à l'instant t=T+T/3.

La figure 4.24 qui représente l'évolution du jet plasma délimité par une isotherme à 4000 K à quatre instants de la pseudo-période de fluctuation de l'arc (T, T+T/4, T+T/2, T+3T/4), colorée par la fraction massique du gaz plasmagène (Ar-H_2), montre que le mélange air-plasma n'est pas homogène du fait d'un détachement de "bouffées" de plasma convectées axialement par l'écoulement. La longueur du jet délimitée par cette isotherme varie entre 50 mm et 63 mm.

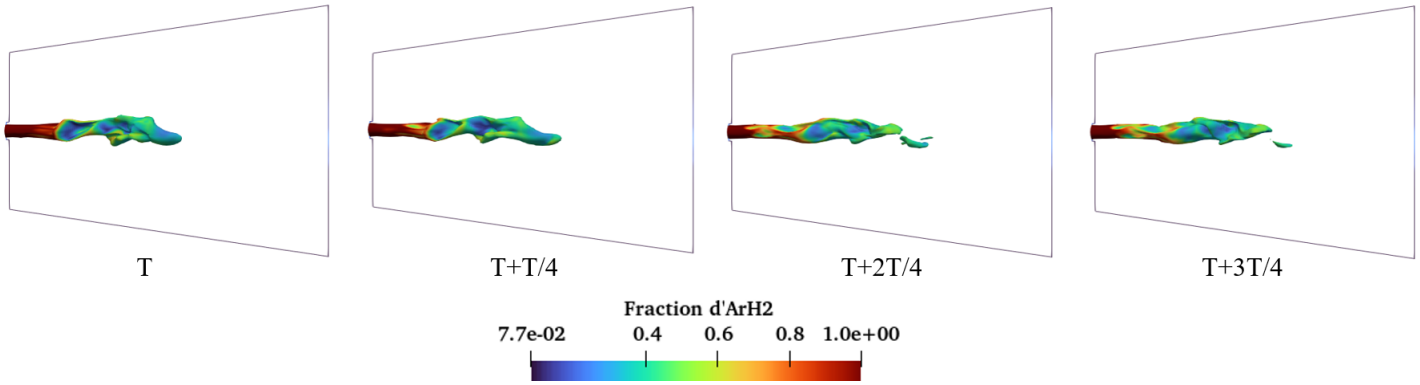


FIGURE 4.24 – Évolution du jet représenté par une isotherme à 4000 K à 4 instants de la période de fluctuation d'arc T, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La figure 4.25 représente le champ du nombre de Reynolds dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche à l'instant t=T+T/3, calculé sur la base du diamètre de la torche. Celui-ci atteint localement une valeur maximale de 12 000 dans la couche de mélange, avec une prédominance à 5 000, alors qu'il ne dépasse pas 2 000 dans le cœur potentiel du jet compte tenu de la très haute température du plasma (entre 14 000 K et 16 000 K) qui tend à augmenter la viscosité cinématique, contrebalançant ainsi l'effet d'inertie.

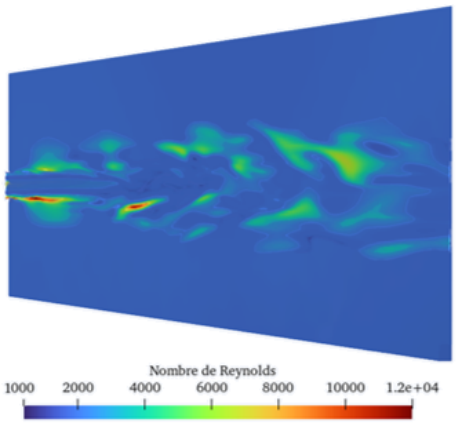


FIGURE 4.25 – Champ instantané du nombre de Reynolds à t=T+T/3 dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche.

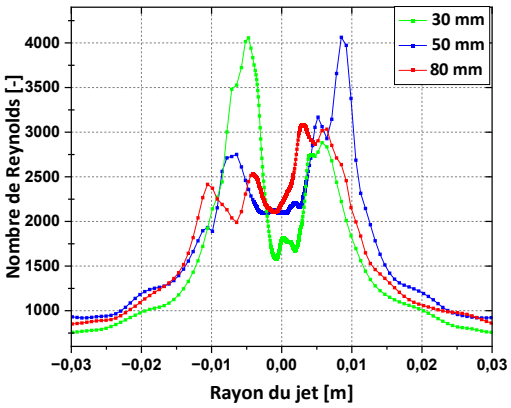


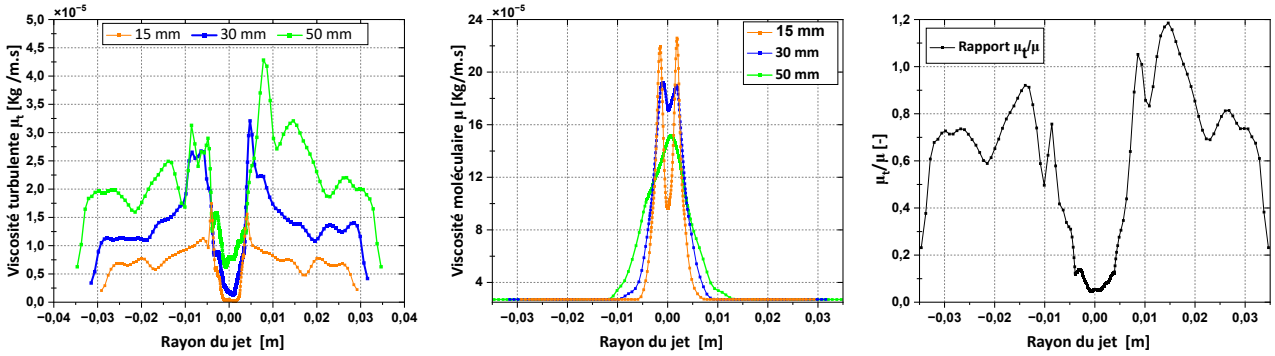
FIGURE 4.26 – Profils radiaux moyens du nombre de Reynolds à différentes distances de la sortie de torche.

Les profils radiaux du nombre de Reynolds moyenné en temps à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, calculés sur la base de : la vitesse locale moyenne, la viscosité moléculaire locale moyenne de l'écoulement et le diamètre de la torche (figure 4.26), confirment que celui-ci est faible au centre du jet $\sim$ 1600 à 2200 et augmente en périphérie dans la couche de mélange en atteignant une valeur de l'ordre de 4 000 à 30 mm et 50 mm. En s'éloignant plus en aval, le nombre de Reynolds moyen diminue en périphérie car la vitesse de l'écoulement baisse.

La figure 4.27 représente l'évolution radiale de la viscosité turbulente et moléculaire ainsi que le rapport entre ces deux viscosités à différentes distances situées à 15 mm, 30 mm et 50 mm en aval de la sortie de torche. Conformément à ce qui est attendu, le modèle numérique prédit une viscosité turbulente très faible, voire nulle, au cœur du jet très visqueux jusqu'à 30 mm en aval, puis qui augmente ensuite légèrement, comme on peut le voir à 50 mm (figure 4.27a), du fait du développement de la turbulence et sa progression vers le cœur potentiel du jet. La viscosité turbulente atteint un maximum dans la couche de mélange en périphérie du jet du fait des instabilités de cisaillement, avec une intensité plus prononcée en se dirigeant vers l'aval de la torche. L'épaisseur moyenne de la couche de mélange augmente aussi vers l'aval de la torche, celle-ci vaut approximativement 4 mm, 8 mm et 9 mm pour les abscisses respectives à 15 mm, 30 mm et 50 mm, estimée en s'appuyant sur les variations brutales de viscosité turbulente, qui délimitent approximativement la couche de mélange. Ceci concorde avec les observations expérimentales de Brown et al. [66] dans les couches de mélange d'écoulements libres cisaillés, qui montrent une augmentation d'épaisseur dans la direction de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

l'écoulement, grâce à l'interaction entre les structures tourbillonnaires. La chute de la viscosité de sous maille près des frontières libres résulterait d'une relaxation numérique des variables turbulentes vers les conditions ambiantes, imposée par le code, pour stabiliser les calculs, ce qui accentue la décroissance de la viscosité de sous maille proche des sorties latérales et pourrait également être associée à un effet des conditions aux limites lié à un domaine qui n'est pas suffisamment grand radialement.



(a) : Viscosité turbulente (b) : Viscosité moléculaire (c) : Rapport viscosité

FIGURE 4.27 – Profils radiaux moyens de viscosité turbulente et de viscosité moléculaire à différentes coupes à 15 mm, 30 mm et 50 mm en aval de la sortie de torche (a) et (b), ainsi que le rapport μ_t/μ à 50 mm en sortie de torche (c).

L'évolution radiale moyenne de la viscosité moléculaire à 15 mm, 30 mm et 50 mm en aval de la torche (figure 4.27b) est cohérente. Celle-ci est importante au centre du jet, compte tenu des températures élevées du plasma, puis chute en périphérie de celui-ci et en s'éloignant vers l'aval de la torche, du fait de la diminution de la température et du mélange avec l'air. À 15 mm et 30 mm en aval, la viscosité moléculaire chute au cœur du jet après avoir atteint un pic en périphérie, du fait que la température d'ionisation de l'argon hydrogène ($\sim$ de 10 000 K) soit atteinte et dépassée (température de l'ordre de 15 000 K et 12 000 K, respectivement à 15 mm et 30 mm en aval de la sortie de torche).

Le rapport entre la viscosité turbulente et la viscosité moléculaire suivant le rayon situé à 50 mm en aval de la sortie de torche (figure 4.27c) ne dépasse jamais 1,1 même dans la couche de mélange, malgré le fait que cette zone soit turbulente, avec un nombre de Reynolds moyen dépassant les 4 000. Ceci s'explique par le fait que la turbulence est très bien résolue, car la plupart des structures sont directement captées par le maillage, qui est relativement fin, ainsi seules les plus fines échelles sont modélisées. De ce fait, la viscosité sous maille est relativement faible, même dans les zones turbulentes, d'autant plus qu'elle est associée à un pas de temps de simulation plutôt réduit, conduisant à une résolution explicite des structures les plus rapides ayant des fluctuations temporelles fines. De plus, compte tenu de la nature localisée et fortement anisotrope de la turbulence dans les jets de plasma, le modèle est contraint de produire une viscosité turbulente limitée, car il ne détecte pas une turbulence pleinement développée.

Ces observations montrent que le choix du modèle de sous maille ainsi que des paramètres numériques de base dont dépend le modèle LES a été fait rigoureusement, même si les résultats numériques n'ont pu être confrontés à ceux de l'expérience. La taille des filtres spatial et temporel, lesquels par leur finesse, permettent une résolution précise des petites structures dans l'espace et dans le temps avec une modélisation

Licence CC BY-NC-ND 3.0

limitée aux plus petites échelles, représentées par une faible viscosité turbulente. De ce fait, la taille des filtres est probablement proche de celle des structures dissipatives, assurant ainsi une très bonne description de l'écoulement, avec une représentation fidèle de la physique rencontrée dans les jets plasma. Ainsi, le modèle numérique gère convenablement les phénomènes turbulents, assurant une très bonne cohérence dans l'évolution du nombre de Reynolds moyen, que ce soit en périphérie du jet, où celui-ci est élevé, surtout dans la zone de fort cisaillement proche de la sortie de la torche, et diminue vers l'aval, tout en étant faible au centre dans le cœur potentiel du jet.

Afin d'identifier les structures cohérentes présentes dans l'écoulement, le critère-Q exprimé par[1] est calculé. Ce critère permet d'identifier les zones où la rotation locale domine la déformation (Q>0), permettant ainsi une visualisation des instabilités et une identification des tourbillons. Les structures cohérentes identifiées dans le jet à l'instant t=T+T/3 sont illustrées en figure 4.28, par un iso-contour à 1 000 000. Comme attendu, l'intensité de ces structures tourbillonnaires est plus élevée à proximité de la couche de mélange, avec une augmentation de leur taille vers l'aval (jusqu'à 70 mm), du fait de leur détachement et de leur entraînement par l'écoulement plasma. Ces structures ont la forme d'un tube allongé et sont principalement étirées par l'écoulement.

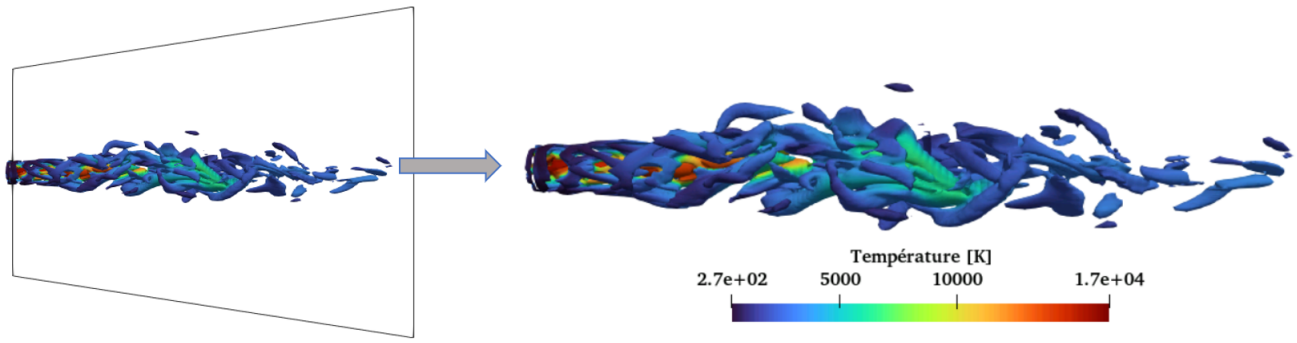


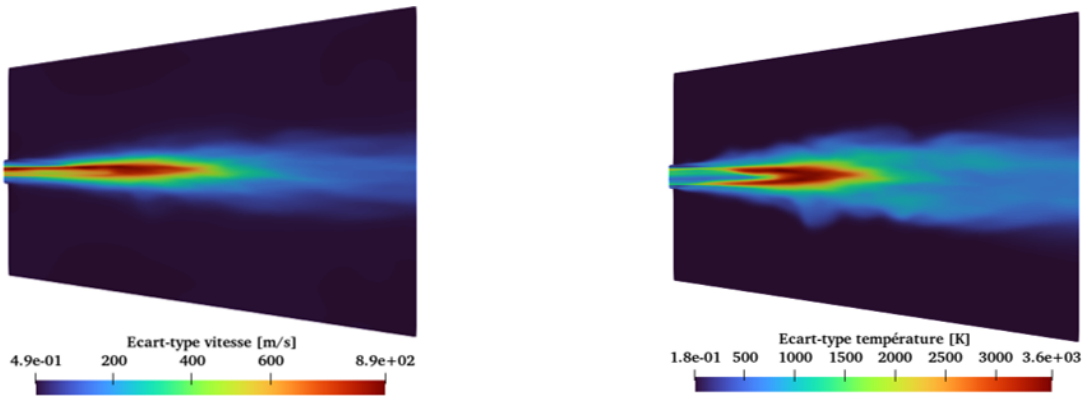
FIGURE 4.28 – Structures cohérentes identifiées par une iso-valeur du critère-Q à 1000000, coloré par la température, à l'instant t=T+T/3

Dans ce qui suit, nous allons nous intéresser aux fluctuations temporelles de vitesse et de température dans l'écoulement afin de déterminer si les zones de turbulence définies précédemment concordent avec les zones où les fluctuations sont importantes. Pour cela, l'écart type des fluctuations de vitesse axiale (ou de température) autour de la moyenne (écart quadratique moyen des fluctuations) défini par σ[2] est calculé sur le plan de symétrie passant par l'axe de la torche et illustré en figure 4.29. Celle-ci montre que les fluctuations axiales maximales atteignent 890 m/s pour la vitesse et 3600 K pour la température, principalement au niveau de la couche de mélange. La transition à la turbulence est plus marquée pour la température : les fluctuations sont approximativement de 1500 K localement à 1 mm en aval de la sortie de torche, engendrées par les fluc-

1. $Q = \frac{1}{2}(||S^d||^2 - ||S||^2)$, avec S le tenseur de vitesse de déformation et S^d le tenseur des vitesses de rotation (vorticité)
2. $\sigma = \sqrt{\overline{u'^2}} = \sqrt{\overline{u^2} - (\overline{u})^2}$

Licence CC BY-NC-ND 3.0

tuations de l'arc électrique, elles restent assez stables sur les 17 premiers millimètres en aval de la torche : approximativement 1500 K en périphérie et 750 K dans le cœur du jet, puis augmentent et s'amplifient dans la couche de mélange plus en aval ($\sim$ 3600 K), atteignant le cœur du jet à 35 mm en aval, du fait de la transition vers le régime turbulent. De ce fait, ces fluctuations sont liées aux structures tourbillonnaires engendrées par la turbulence, ainsi qu'aux fluctuations du plasma dans la torche. Cependant, ce comportement est moins marqué avec les fluctuations de vitesse, car celles-ci sont déjà aussi importantes localement en sortie de torche ($\sim$ 870 m/s en un point à la périphérie du jet) du fait des fortes fluctuations du plasma et de l'arc électrique, que plus en aval après la transition à la turbulence ($\sim$ 890 m/s), mais atteignent tout de même le cœur du jet. Dans ce cas, la turbulence aurait seulement étendu spatialement ces fluctuations dans tout le jet, alors qu'elles étaient localisées en un point en sortie de torche, sans pour autant les amplifier.



(a) (b)

FIGURE 4.29 – Écart type des fluctuations de vitesse axiale (a) et de température (b) dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche.

L'évolution de l'écart type des fluctuations dans l'écoulement a permis de déterminer les zones laminaires, turbulentes et transitoires, qui sont cohérentes et correspondent avec les constatations faites précédemment dans l'analyse des profils moyens et des enveloppes instantanées des différentes grandeurs : dès que l'air atteint le jet, celui-ci se casse rapidement et perd toute sa laminarité. Cette transition s'effectue en moyenne à 22 mm, et la turbulence s'installe vraiment à partir de 30 à 35 mm en aval, en moyenne.

Afin de déterminer l'intensité des fluctuations par rapport à la moyenne, l'intensité turbulente moyenne I définie par[3] est calculée suivant les profils radiaux situés à 15 mm, 30 mm et 50 mm en aval de la sortie de la torche, qui sont illustrés en figure 4.30. Ils montrent que l'intensité turbulente est importante en périphérie, même dans la zone laminaire à 15 mm en aval, où elle atteint 45% à cause des fluctuations liées à l'arc électrique et du fort cisaillement qui existe entre le jet et l'air ambiant, alors qu'elle est faible au cœur du jet, où elle ne vaut que 10%. En s'éloignant vers l'aval, l'intensité augmente en périphérie pour atteindre des valeurs de 55 % et de 70% respectivement à 30 mm et 50 mm, car la turbulence s'est développée,

3. $I = \frac{U'}{U_{moy}} = \frac{\sqrt{1/3(u'^2+v'^2+w'^2)}}{U_{moy}} = \frac{\sqrt{\frac{2}{3}k}}{U_{moy}}$, avec k l'énergie cinétique turbulente et U_{moy} la vitesse moyenne de référence sur le rayon considéré

Licence CC BY-NC-ND 3.0

atteignant également le centre du jet où elle vaut 50% à 50 mm. Ces résultats sont cohérents et concordent avec les observations expérimentales de Fincke [145], pour lesquelles l'intensité turbulente est de plus en plus importante en s'éloignant vers l'aval de la torche et finit par atteindre le centre du jet plasma.

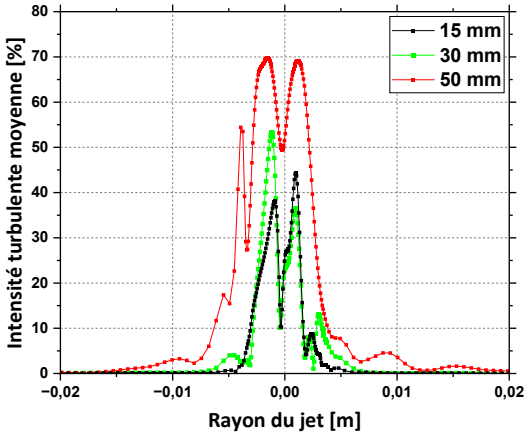


FIGURE 4.30 – Profils radiaux de l'intensité turbulente moyenne à 15 mm, 30 mm et 50 mm en aval de la sortie de torche

Pour compléter cette première étude, nous allons nous intéresser, dans ce qui suit, à la détermination des échelles spatiales et temporelles caractéristiques de l'écoulement notamment, l'échelle et le temps intégraux, l'échelle et le temps de Kolmogorov, ainsi que l'échelle des structures cohérentes.

4.1.7 Détermination des échelles de turbulence

Dans notre étude, les échelles de turbulence caractéristiques de l'écoulement sont déterminées par une analyse dans l'espace physique via un calcul des fonctions d'autocorrélation spatiale des fluctuations de vitesse, ainsi que leurs décompositions orthogonales propres (POD), complétée par un calcul des densités spectrales en fonction des fréquences et des nombres d'onde caractéristiques.
Bien que les trois méthodes soient différentes dans leurs approches, celles-ci se complètent pour assurer une analyse quantitative des échelles de turbulence d'un point de vue spatial (autocorrélation), énergétique (POD) et fréquentiel (densité spectrale), permettant ainsi une meilleure interprétation de la dynamique présente dans l'écoulement.

- **Auto-corrélation spatiale**

L'autocorrélation spatiale R(x,t), calculée via l'équation 1.47 donnée au chapitre 1, permet d'estimer les longueurs caractéristiques des plus grandes structures turbulentes dans l'écoulement, représentées par l'échelle intégrale. Dans notre cas, celle-ci est calculée en considérant uniquement la composante axiale des fluctuations de vitesse qui est pré-dominante, et suivant les directions axiale et radiale à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval, représentées par les lignes blanches sur la figure 4.31 (caractérisant les zones avant la transition à la turbulence, en pleine transition et après la transition).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

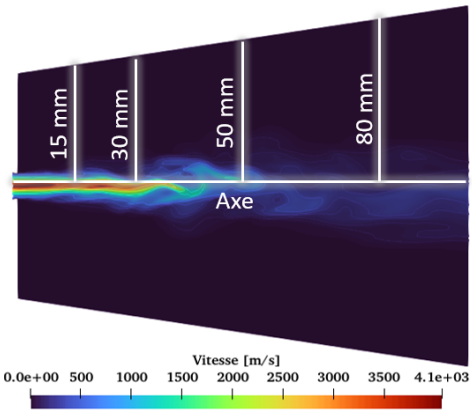
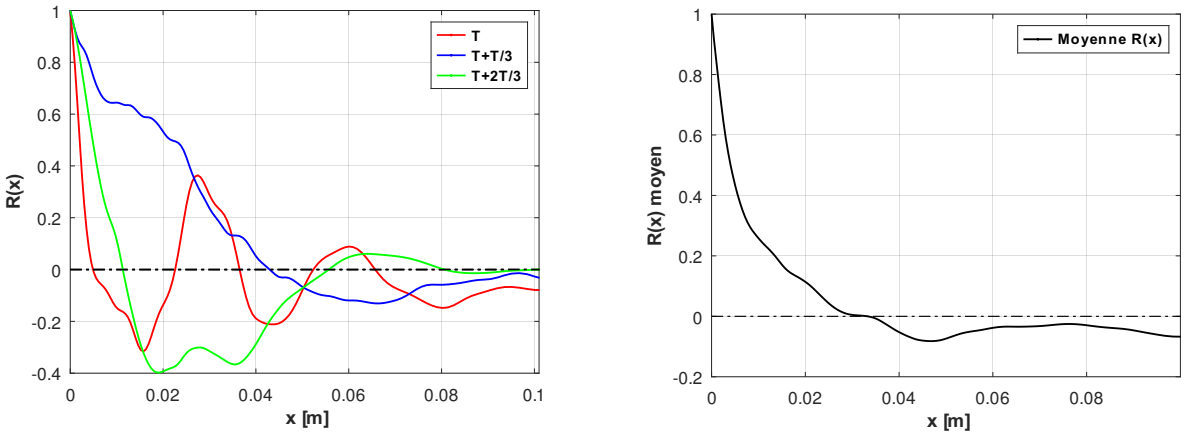


FIGURE 4.31 – Illustration des lignes d'intérêt sur lesquelles sont calculées les échelles turbulentes.

La figure 4.32a qui représente les autocorrélations spatiales sur l'axe de la torche à 3 instants différents de la période de fluctuation d'arc (T, T+T/3 et T+2T/3) montre une première phase de décorrélation plus ou moins rapide de la fonction selon l'instant de simulation considéré en champ proche, qui correspond à une perte de similitude dûe à la variation de la taille des structures turbulentes le long de l'axe, conduisant à une perte totale de mémoire (décroissance monotone), suivie parfois de certaines fluctuations (passage vers des valeurs négatives et positives) qui s'amortissent et se stabilisent vers 0 plus en aval (pour l'instant t=T). Ces fluctuations peuvent être expliquées par le fait que le signal peut conserver une certaine trace des structures spatiales dominantes qui sont convectées dans l'écoulement, mais qui finit par s'atténuer avec la distance à cause de la dissipation et du mélange turbulent. Cette variation de l'évolution de l'autocorrélation entre les différents instants est une caractéristique typique des écoulements fortement instationnaires et intermittents, où certaines structures peuvent être présentes à un instant et pas à un autre.



(a) : Autocorrélations instantanées

(b) : Autocorrélation moyenne

FIGURE 4.32 – Autocorrélation spatiale des fluctuations de vitesse axiale suivant l'axe de la torche.

Afin d'avoir une tendance statistique des fonctions d'autocorrélation, leur moyenne temporelle est calculée dans la figure 4.32b en considérant les autocorrélations aux différents instants de la simulation. Celle-ci décorrèle assez rapidement, contrairement aux fonctions instantanées, jusqu'à atteindre 0, approximativement

Licence CC BY-NC-ND 3.0

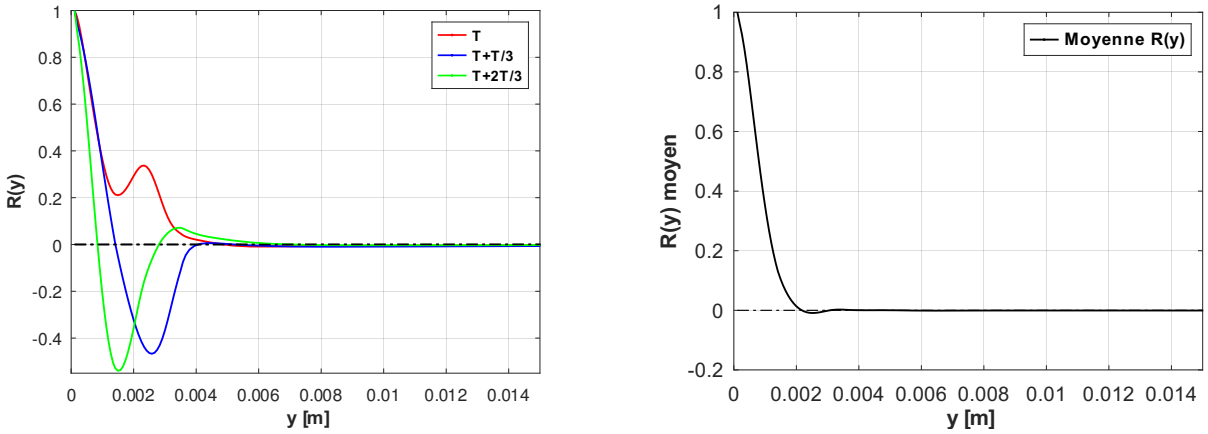
à 27 mm en aval de la sortie de torche, et ne se recorrèle plus, car les oscillations observées précédemment sont lissées par les moyennes. Ceci confirme les résultats de l'étude précédente qui montrait que le cœur potentiel moyen du jet mesure environ 22 mm, distance à partir de laquelle il y a une transition à la turbulence, qui se traduit par une perte de mémoire totale dans l'autocorrélation spatiale moyenne.

L'échelle intégrale à chaque instant est obtenue par l'intégration de la fonction d'autocorrélation R jusqu'au premier 0 de celle-ci, défini par l'abscisse x_0 :

$$L(t) = \int_0^{x_0} R(x,t)dx \tag{4.1}$$

Ainsi, les échelles intégrales minimale et maximale sur l'axe, en fonction des différents instants de simulation, sont de l'ordre de 3 mm et de 11 mm, tandis que l'échelle intégrale en moyenne dans le temps est de l'ordre de 7,3 mm très proche du diamètre de la tuyère, qui est de 6 mm.

Le même travail est effectué radialement à 30 mm en aval de la sortie de torche à différents instants de la période de fluctuation d'arc correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3 (figure 4.33a), afin de déterminer comment la composante axiale de la fluctuation de vitesse (composante la plus importante) décorrèle radialement. Celle-ci montre une décorrélation très rapide et monotone, quel que soit l'instant, atteignant parfois des valeurs négatives, puis finit par se stabiliser ensuite à zéro sans oscillation. Cette anti-corrélation, traduite par R<0, peut s'expliquer par le fort cisaillement dans la couche de mélange, engendrant une variation rapide de la vitesse en deux points. Contrairement au cas axial, l'absence d'oscillation est dû à une absence de structures de même taille répétées spatialement, du fait que le mouvement convectif soit axial. Ceci empêche le signal de re-corréler vers des valeurs positives après la traversée de la couche de mélange, où il n'y a présence que d'air ambiant, caractérisé par un milieu faiblement perturbé.



(a) : Autocorrélations instantanées

(b) : Autocorrélation moyenne

FIGURE 4.33 – Autocorrélation spatiale des fluctuations de vitesse axiale suivant un rayon situé à 30 mm en aval de la sortie.

La moyenne des autocorrélations spatiales radiales à 30 mm (figure 4.33b) montre une décorrélation monotone et rapide sur une distance de 2 mm, qui équivaut probablement à la position de la couche de mélange.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Afin de déterminer comment varient ces échelles caractéristiques de la turbulence dans la direction radiale lorsqu'on s'éloigne de la torche, les fonctions d'autocorrélation spatiale moyennes sont calculées à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche (figure 4.34). Ces fonctions montrent une décorrélation de plus en plus douce en allant vers l'aval de la torche, traduisant un épaississement de la couche mélange vers l'aval.

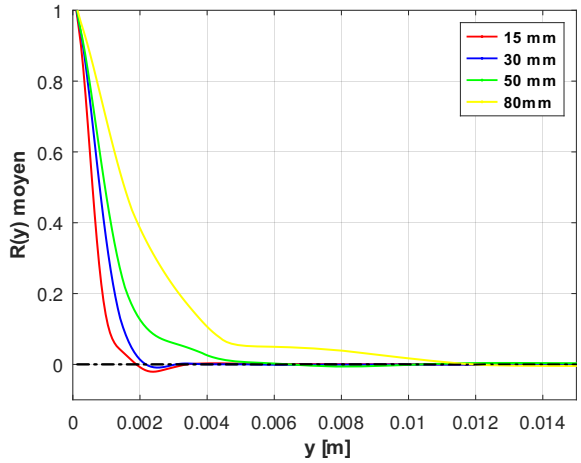


FIGURE 4.34 – Moyenne de l'autocorrélation spatiale de vitesse suivant les rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm de la sortie de torche illustrés en figure 4.31.

Il s'ensuit donc des échelles intégrales L de plus en plus importantes vers l'aval, estimées en moyenne par intégration de la fonction d'autocorrélation au premier zéro (tableau 4.2).

Ligne radiale	L_{moy}
15 mm	0,5 mm
30 mm	0,7 mm
50 mm	1,1 mm
80 mm	2 mm

TABLEAU 4.2 – Échelle intégrale moyennes radiales via autocorrélation spatiale

Cette analyse des autocorrélations montre que la largeur des échelles intégrales radiales est de plus en plus importante en allant vers l'aval de la torche, probablement du fait du développement des structures turbulentes et de l'épaisseur de la couche de mélange qui augmente vers l'aval, néanmoins ces valeurs paraissent faibles.

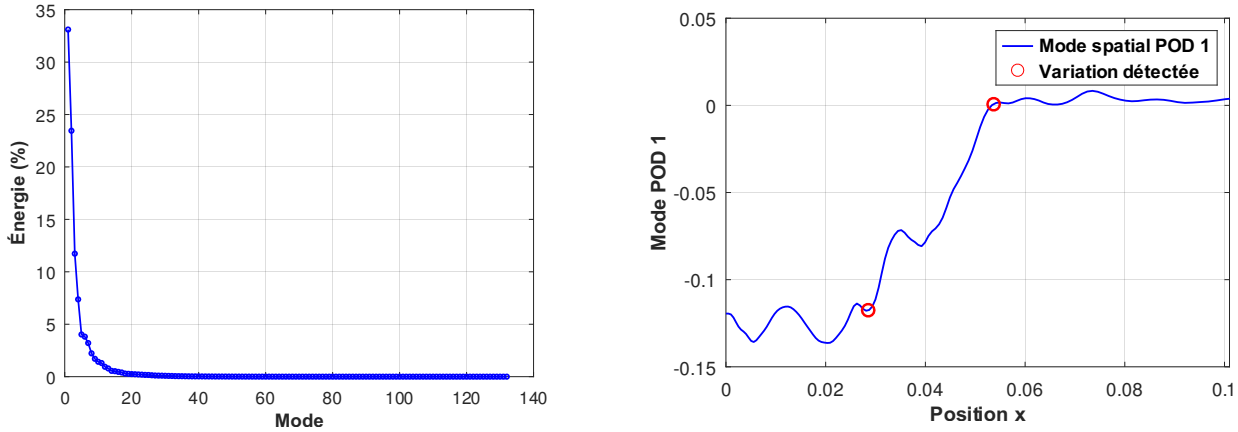
- **Analyse POD**

On s'intéresse ici à la détermination des structures cohérentes qui sont retrouvées d'une manière récurrente dans l'écoulement via une analyse POD. Cette méthode présente l'avantage majeur de considérer simultanément les solutions spatiales et temporelles dans la matrice de résolution du problème aux valeurs propres,

Licence CC BY-NC-ND 3.0

lesquelles permettent par la suite la reconstruction des modes POD ϕ_i via les vecteurs (équation 1.53 du chapitre 1). Ainsi, l'analyse POD permet un classement des structures cohérentes selon leur énergie et permet donc une identification des modes énergétiques dominants.
Cette méthode est appliquée à la vitesse fluctuante sur les lignes axiale et radiales afin d'extraire le mode le plus énergétique. Une fois le mode extrait, il est visualisé dans l'espace 1D, puis une Transformée de Fourier (FFT) en est réalisée dans le but de retrouver les longueurs d'onde prédominantes, lesquelles correspondent généralement aux échelles des structures tourbillonnaires récurrentes dans l'écoulement.

La figure 4.35a qui représente la variation d'énergie suivant les modes POD sur la ligne axiale montre que ces modes sont classés par ordre décroissant selon leur apport énergétique. Le mode 1 associé à la plus grande valeur propre du système représente la plus grande partie de l'énergie (35%), et correspond aux structures dominantes. Ainsi, nous allons déterminer l'échelle des structures cohérentes de ce mode, par la représentation de son évolution dans l'espace (figure 4.35b). Dans le cœur potentiel (< 30 mm en aval de la sortie), la variation d'amplitude du mode est faible, traduisant une faible présence de structures dominantes sur l'axe, du fait que l'écoulement est peu perturbé au cœur du jet, La plus grande variation d'amplitude du mode est observée entre 30 mm et 55 mm en aval de la sortie de torche, correspondant à la zone de transition vers le régime turbulent. Ceci reflète probablement la présence de structures tourbillonnaires cohérentes formées initialement via l'instabilité Kelvin-Helmholtz, puis convectées dans cette zone.



(a) : Distribution d'énergie dans les modes

(b) : Évolution du mode 1 suivant l'axe de la torche

FIGURE 4.35 – Analyse POD sur l'axe de la torche.

L'analyse du mode 1 par Transformée de Fourier représentée en figure 4.36 révèle la présence de fréquences dominantes nettes, correspondant à des échelles spatiales de l'ordre de 104 mm, 21 mm, 13 mm et 9,5 mm. La première échelle dominante détectée (104 mm) est égale à la longueur du domaine et reflète une caractéristique de la géométrie de l'étude. La seconde (21 mm) est de l'ordre de la longueur du cœur potentiel du jet. La troisième et la quatrième (13 mm et 9,5 mm) représentent d'autres tailles de structures cohérentes qui se développent dans le jet.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

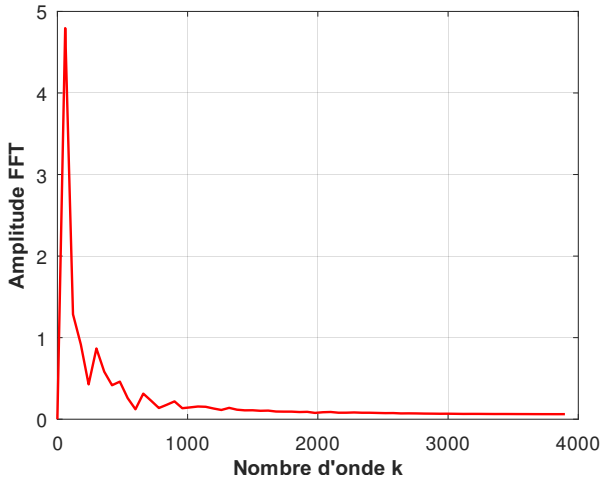
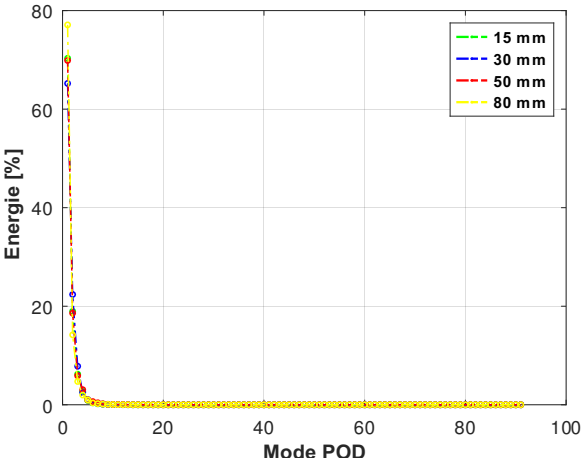
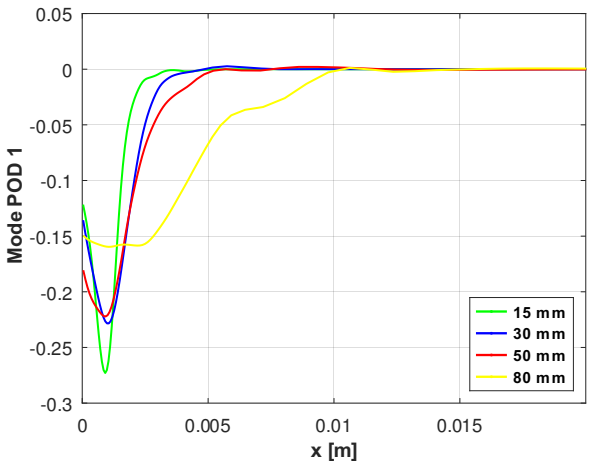


FIGURE 4.36 – Transformée de Fourrier du mode spatial 1.

Afin d'estimer la largeur approximative de ces structures cohérentes radialement, le même travail est effectué suivant les rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. Ainsi, la quantité d'énergie concentrée dans le premier mode radial est beaucoup plus importante qu'axialement, atteignant 80 % de l'énergie totale (contre 35% axialement) (figure 4.37a), signe que l'énergie turbulente est majoritairement produite dans la couche de mélange. L'analyse de l'évolution des modes spatiaux suivant les rayons en figure 4.37b indique une importante variation d'amplitude à partir d'une distance radiale de 2 mm, marquant le début de la couche de mélange jusqu'à la fin de celle-ci, approximativement à 3 mm, 4 mm, 5 mm et 10 mm, respectivement pour les lignes radiales à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. Cette variation d'amplitude est de plus en plus progressive en s'éloignant vers l'aval, car la couche de mélange est de plus en plus épaisse.



(a) : Distribution d'énergie dans les modes



(b) : Évaluation du mode 1 suivant le rayon

FIGURE 4.37 – Analyse POD suivant les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La taille radiale de ces structures, obtenue après l'application de la transformée de Fourier au mode 1, est illustrée dans le tableau 4.3. Ces valeurs confirment les résultats obtenus par autocorrélation, qui montraient que la taille des échelles de la couche de mélange est de plus en plus importante en s'éloignant vers l'aval, avec des valeurs approximativement de même ordre dans les deux types d'analyse (facteur de 1,2 à 2), mais qui semblent néanmoins petites au regard de ce qu'on observe sur le critère-Q.

Ligne radiale	Structure cohérente
15 mm	0,98 mm
30 mm	1,27 mm
50 mm	1,34 mm
80 mm	3,6 mm

TABLEAU 4.3 – Taille des structures cohérentes suivant les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

L'analyse POD menée ici est une manière indirecte d'estimer la taille des échelles caractéristiques, puisque celle-ci est en 1D. Pour une analyse plus complète, il serait plus rigoureux d'utiliser des données 3D, afin de capturer toutes les structures transverses, mais ceci serait trop coûteux en temps de calcul. L'approche POD unidirectionnelle (1D) est jugée suffisante dans notre étude pour une estimation des dimensions des plus grandes structures récurrentes. Cette simplification est acceptable du fait de la nature principalement axiale de cet écoulement, avec de grosses structures généralement alignées avec celui-ci.
Ainsi, cette analyse POD, qui estime les échelles en considérant simultanément des solutions spatiales et temporelles de l'écoulement dans la matrice POD, permet de confronter les valeurs des échelles issues d'une simple moyenne temporelle à travers différentes solutions instantanées issues des auto-corrélations spatiales effectuées aux différents pas de temps de simulation, aboutissant ainsi à une analyse plus complète.

- **Analyse spectrale**

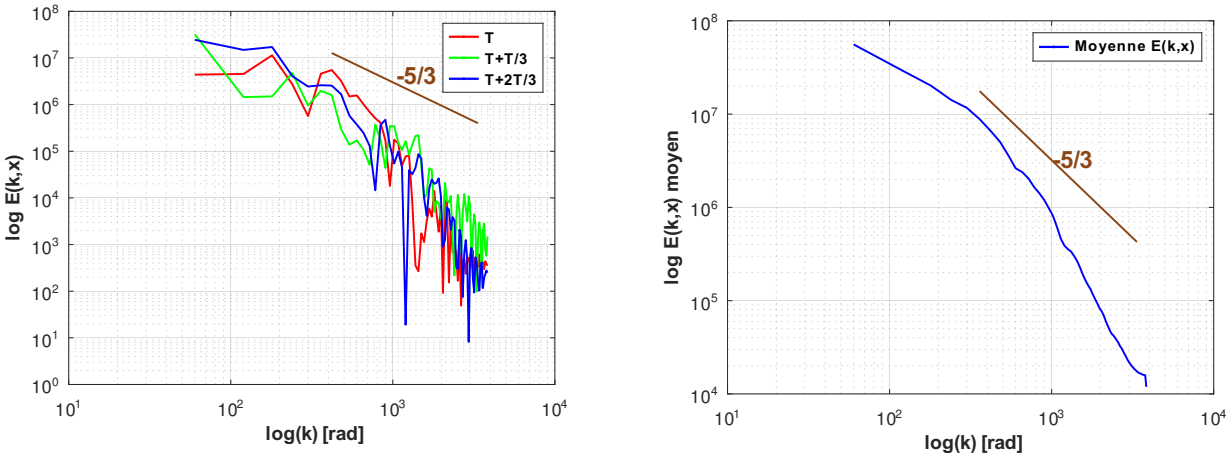
L'analyse spectrale consiste à déterminer la distribution énergétique selon les échelles afin de caractériser la cascade turbulente. Cette analyse est effectuée en utilisant les solutions dans l'espace à un instant donné ainsi que dans le temps à un point fixe, pour représenter des spectres en nombre d'onde et en fréquence en s'appuyant sur les formules données dans les équations 1.59 et 1.64 au chapitre 1. Celles-ci permettent de déterminer l'échelle et le temps intégraux ainsi que l'échelle et le temps de Kolmogorov par intégration des spectres, respectivement, via les équations 1.60, 1.65 et 1.61.

La figure 4.38a représente la densité spectrale en fonction des nombres d'ondes sur l'axe du jet à différents instants de la période de fluctuation de l'arc (T). Celle-ci met en évidence l'allure typique de l'évolution de l'énergie selon les échelles, avec les zones représentatives de la turbulence : zone de production ou d'injection représentant les grosses échelles porteuses d'énergie, caractérisées par un faible nombre d'ondes, zone inertielle ou cascade d'énergie, siège du transfert inter-échelles, caractérisée dans la théorie de Kolmogorov par une pente de -5/3 pour la turbulence homogène, isotrope et pleinement développée. Dans ce cas d'étude,

Licence CC BY-NC-ND 3.0

la pente relative au spectre dans la région de transfert est plus raide que le taux de -5/3 attendu par la loi de Kolmogorov (tracée en marron) associée à une absence de zone dissipative. Cela s'explique par le fait que la turbulence n'est pas pleinement développée sur l'axe, elle est fortement anisotrope, dominée par la présence de grandes structures cohérentes dans cette zone centrale du jet (turbulence plus organisée). Ceci peut mener à une pente plus raide car le transfert d'énergie vers les petites échelles est incomplet et limité (et non accéléré ou plus intense dans ce cas) du fait de l'absence des petites échelles. Ainsi, la zone dissipative n'est pas visible sur le spectre dû fait de cette interruption de la cascade d'énergie, le modèle de sous maille n'a donc rien à dissiper.
On observe aussi différents pics, plus marqués dans la zone inertielle, qui peuvent s'expliquer par la présence continue de structures cohérentes et organisées spatialement sur l'axe de la torche, provenant des instabilités de Kelvin-Helmholtz, et qui généreraient des motifs périodiques dans l'espace, probablement accentués par les fluctuations périodiques de l'arc électrique dans la torche.

Afin de faciliter l'analyse et de déterminer des échelles représentatives de l'écoulement sur l'axe, une moyenne temporelle des densités spectrales issues des différents pas de temps de simulation est calculée et représentée sur la figure 4.38b. Les différentes zones du spectre moyen sont plus lisses et présentent des comportements similaires à ceux des spectres instantanés : une pente plus raide que -5/3 et une absence de zone dissipative.



(a) : Densité spectrale d'énergie instantanée

(b) : Densité spectrale d'énergie moyenne

FIGURE 4.38 – Densité spectrale d'énergie en fonction des nombres d'ondes suivant l'axe de la torche.

Les échelles intégrales et de Kolmogorov spatiales et temporelles sur l'axe de la torche, estimées via les formules 1.60 et 1.61, sont de l'ordre de :

- Échelle intégrale moyenne : 10,7 mm
- Échelle de Kolmogorov moyenne : 0,79 mm
- Temps de Kolmogorov moyen : $1{,}2 \times 10^{-4}$s

L'échelle intégrale moyenne de 10,7 mm soutient les estimations faites par l'analyse POD, où des structures récurrentes de tailles de 9,5 mm et 11 mm ont été retrouvées sur l'axe de la torche.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

L'échelle de Kolmogorov moyenne (0,79 mm) est de même ordre que la taille minimale de la maille sur l'axe (entre 0,5 mm et 0,7 mm). Ainsi, la plupart des petites structures qui se trouvent sur l'axe sont directement résolues par le maillage.
Le temps de Kolmogorov moyen caractérisant les échelles les plus rapides sur l'axe (10^{-4}s) est largement supérieur au pas de temps de simulation (10^{-7}s), ce qui confirme que même les plus petites échelles sont résolues temporellement sur l'axe.

La même procédure est effectuée suivant les rayons situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, pour estimer la taille radiale moyenne des échelles à différentes positions dans l'écoulement. Les moyennes temporelles des densités radiales spectrales instantanées sont présentées sur la figure 4.39. L'allure du spectre est la même quelle que soit l'abscisse, mais l'intensité des densités spectrales est de plus en plus faible en se rapprochant vers l'aval de la torche en raison d'une diminution d'énergie liée à la baisse de la vitesse en aval et à la dissipation turbulente. Dans la zone inertielle, la pente est plus raide que -5/3 du fait de l'anisotropie de la turbulence dans la couche de mélange, ce qui indique dans ce cas un transfert inter-échelle plus intense et plus efficace, conduisant à une dissipation plus rapide de l'énergie. La zone dissipative est donc plus visible et se situe approximativement vers 2×10^4 rad, ce qui équivaut à 0,3 mm. Cela est proche de l'échelle de coupure liée à la taille de maille, qui varie radialement de 0,05 mm dans la couche de mélange à 0,5 mm sur les bords du domaine.

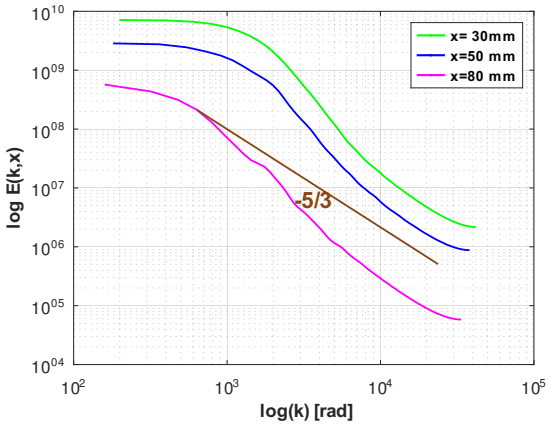


FIGURE 4.39 – Densité spectrale moyenne sur les rayons situées à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

La taille des échelles spatiales moyennes (intégrale L et Kolmogorov η) ainsi que les temps de Kolmogorov moyens (τ_η) correspondants à ces spectres sont présentés dans le tableau 4.4.

Ligne radiale	L_{moy}	η_{moy}	$\tau_{\eta_{moy}}$
15 mm	1,7 mm	0,06 mm	$5{,}1\times10^{-6}$s
30 mm	2,1 mm	0,04 mm	$6{,}9\times10^{-6}$s
50 mm	2,47 mm	0,03 mm	$7{,}8\times10^{-6}$s
80 mm	4 mm	0,025 mm	$1{,}5\times10^{-5}$s

TABLEAU 4.4 – Échelles intégrales, de Kolmogorov et temps de Kolmogorov moyens suivant les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Ces résultats montrent que les échelles intégrales dans la couche de mélange augmentent en s'éloignant de la torche, tel que déjà constaté dans l'analyse des autocorrélations et de la POD, dont les valeurs sont très proches. Ceci démontre la complémentarité et la similitude qui existe entre ces différentes approches, malgré le fait qu'elles soient basées sur des théories différentes. Contrairement aux échelles intégrales, les échelles de Kolmogorov sont de plus en plus petites dans la couche de mélange en s'éloignant de la torche, probablement du fait d'une cascade énergétique plus importante, menant à des échelles plus petites. Cette observation est confirmée par la densité spectrale (figure 4.39), où la zone dissipative s'étend légèrement sur une plus large gamme d'échelle en s'éloignant de la torche. Les estimations des échelles de Kolmogorov, qui varient en moyenne entre 0,03 mm et 0,06 mm, montrent que celles-ci sont modélisées via le modèle de fermeture, du fait de la taille de maille dans la couche de mélange ($\sim$ 0,05 mm). Les temps caractéristiques de Kolmogorov sont de l'ordre de 10^{-6}s, ils sont de plus en plus grands en s'éloignant de la torche. Ces observations traduisent des structures turbulentes de plus en plus petites vers l'aval, mais qui sont de moins en moins rapides, probablement du fait de la baisse de l'énergie turbulente, qui ralentirait la dynamique des petites structures estimée par leur vitesse de fluctuation, réduisant ainsi leur temps caractéristique.

Afin d'avoir une analyse complète, il est important de déterminer le temps intégral T_L par intégration de la densité spectrale fréquentielle suivant l'équation 1.65 donnée au chapitre 1, entre la fréquence minimale et maximale. Pour cela, le spectre est calculé sur toute la durée de la simulation à différentes positions dans l'écoulement, en s'appuyant sur l'équation 1.64. Les points considérés sont illustrés en figure 4.40, ils se situent à des distances axiales de 15 mm, 30 mm et 50 mm et radialement selon y dans la couche de mélange de 0 (centre) à y = 10 mm.

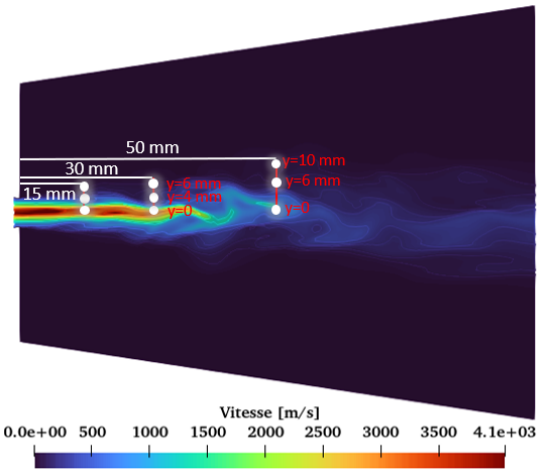


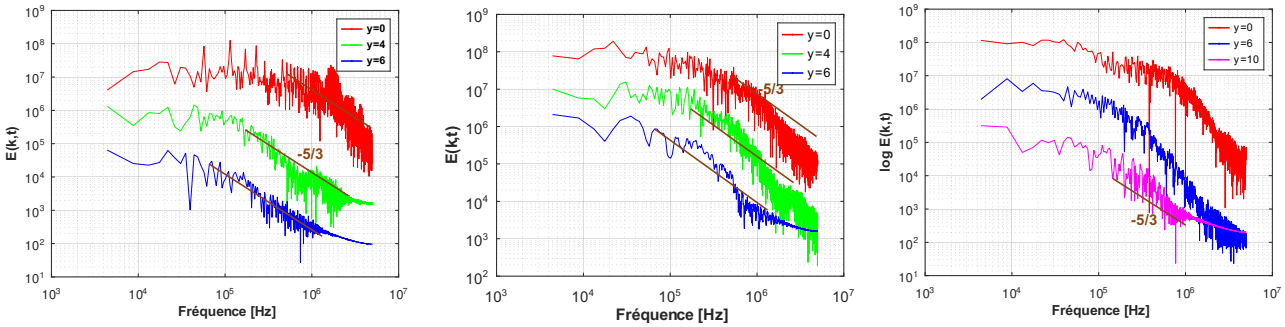
FIGURE 4.40 – Points utilisés pour le calcul du spectre fréquentiel.

Comme pour la densité spectrale en nombre d'onde, la densité spectrale fréquentielle aux différents points (figure 4.41) montre la présence des trois zones caractéristiques de la turbulence, avec une zone dissipative peu visible pour les points situés sur l'axe (y = 0) à 15 mm et 30 mm en aval. Ceci est probablement dû à la présence des grosses structures récurrentes qui évoluent lentement dans cette zone axiale sans mener à une turbulence pleinement développée, ni générer de petites structures rapides. Ainsi, le transfert d'énergie vers

Licence CC BY-NC-ND 3.0

les hautes fréquences est limité, ce qui interrompt la cascade d'énergie et empêche le développement de la zone dissipative. Par contre, pour les différents points situés dans la couche de mélange (radialement à y =4 mm, y=6 mm et y= 10 mm), et pour les abscisses (respectives à 15 mm, 30 mm et 50 mm), la zone dissipative est clairement visible du fait d'une turbulence plus intense et désordonnée, impliquant une cascade multi-échelle qui permet de capturer cette zone, comprise entre 8×10^{-7} s et 10^{-7}s, ce qui est proche du pas de temps de simulation qui est de 10^{-7}s.

La comparaison du spectre aux différents points (y=0, y= 4 mm, y= 6 mm et y=10 mm) à abscisses fixes (15 mm ou 30 mm ou 50 mm) montre une baisse d'intensité de celui-ci en s'éloignant du centre, qui peut s'expliquer par un cœur potentiel du jet (à y=0) caractérisé par des fluctuations moins intenses qu'en périphérie, mais ayant de grandes échelles cohérentes porteuses d'énergie, qui associées aux vitesses élevées dans cette zone, entraîne une densité spectrale plus forte.



(a) : x=15 mm (b) : x=30 mm (c) : x=50 mm

FIGURE 4.41 – Densité spectrale en fonction des fréquences à différents points en sortie de torche (illustrés en figure 4.40.

Les temps caractéristiques intégraux T_L, déterminés via les densités spectrales d'énergie, sont présentés dans le tableau 4.5.

Position axiale	Position radiale	Temps intégral (s)
15 mm	0 mm	$8{,}7 \times 10^{-6}$
	4 mm	$2{,}9 \times 10^{-5}$
	6 mm	$3{,}9 \times 10^{-5}$
30 mm	0 mm	2×10^{-5}
	4 mm	$2{,}2 \times 10^{-5}$
	6 mm	$3{,}8 \times 10^{-5}$
50 mm	0 mm	$2{,}6 \times 10^{-5}$
	6 mm	$4{,}2 \times 10^{-5}$
	10 mm	$4{,}8 \times 10^{-5}$

TABLEAU 4.5 – Temps intégral déterminé par analyse spectrale aux différents points de la figure 4.40.

Globalement, les temps intégraux sont de l'ordre de 10^{-5}s, ces temps sont de plus en plus courts en se

Licence CC BY-NC-ND 3.0

rapprochant du centre du jet, du fait des vitesses plus élevées qui impliquent une évolution plus rapide des grandes structures.

La comparaison des temps intégraux aux échelles intégrales définies précédemment montre une incohérence dans le cas où l'on considère que ces grosses structures sont convectées par l'écoulement selon l'hypothèse de Taylor, qui stipule que $\tau_L = \frac{L}{U_{moy}}$, où U_{moy} est la vitesse moyenne de l'écoulement. Cependant, cette hypothèse n'est valable que si la turbulence est homogène et isotrope, et que les structures turbulentes sont advectées par l'écoulement moyen, c'est à dire que $U_{moy} \gg U'$, U' est la fluctuation de vitesse. Ces deux conditions ne sont pas respectées dans cet écoulement qui est fortement inhomogène et anisotrope, avec une très forte dissipation de petites échelles (pente dans la zone inertielle supérieure à -5/3). Également, l'analyse effectuée précédemment en figure 4.30 montre que $U' = 0,7 \times U_{moy}$ dans la couche de mélange, indiquant ainsi que la vitesse moyenne et les fluctuations sont presque de même ordre. De ce fait, l'hypothèse de Taylor n'est pas applicable dans ce cas, néanmoins, les temps intégraux peuvent être reliés aux échelles intégrales via les fluctuations de vitesse par la formule $\tau_L \approx \frac{L}{U'}$, laquelle est plus représentative dans ce cas, amenant ainsi à une meilleure concordance entre les temps intégraux et les échelles intégrales que nous avons définies.

4.1.8 Synthèses et conclusion

Le tableau 4.6 illustre les différentes échelles et temps caractéristiques de la turbulence estimés dans l'écoulement par les trois méthodes : l'autocorrélation spatiale, l'analyse POD et l'analyse spectrale. D'un point de vue général, et comme mentionné précédemment, les résultats issus de ces trois approches sont cohérents et plutôt similaires.

- L'échelle des plus grosses structures cohérentes récurrentes dans la direction de l'écoulement est de l'ordre de la longueur du cœur potentiel du jet $\sim$ 20 mm, ainsi que de 13 mm et 9 mm, ce qui équivaut à 2 fois et 1,5 fois le diamètre de la tuyère, qui est de 6 mm.
- L'échelle intégrale moyenne sur l'axe estimée via l'autocorrélation est de l'ordre de 7 mm, ce qui est proche du diamètre de la tuyère (6 mm), alors que celle issue de l'analyse spectrale est de l'ordre de 10,7 mm, ce qui correspond à la taille des structures cohérentes (9 mm et 13 mm) déterminées via l'analyse POD.
- La largeur (suivant le rayon) des structures cohérentes estimée via analyse POD, ainsi que celle des échelles intégrales moyennes déterminées via autocorrélation spatiale et analyse spectrale, est cohérente, dans le sens où une augmentation de la largeur des structures est observée avec les trois méthodes en s'éloignant vers l'aval de la torche. De plus, les trois approches génèrent des résultats de même ordre, avec des largeurs de structures qui varient entre 0,5 mm et 4 mm selon la position dans l'écoulement.
- Les échelles de Kolmogorov moyennes estimées via analyse spectrale sont de l'ordre de 0,8 mm sur l'axe de la torche et varient entre 0,025 mm et 0,06 mm radialement en fonction de la distance à la sortie de torche : la largeur des structures dissipatives dans la couche de mélange est de plus en plus

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Échelles moyennes de turbulence					
Position	**Structure cohérente**	**Échelle intégrale moyenne**		**Échelle de Kolmogorov**	**Temps de Kolmogorov**
	Analyse POD	Autocorrélation	Analyse spectrale	Analyse spectrale	Analyse spectrale
Ligne axe	20,9 mm / 13 mm / 9,5 mm	7,3 mm	10,7 mm	0,8 mm	$1{,}2 \times 10^{-4}$s
Ligne à 15 mm	1 mm	0,5 mm	1,7 mm	0,06 mm	$5{,}1 \times 10^{-6}$s
Ligne à 30 mm	1,2 mm	0,7 mm	2,1 mm	0,04 mm	$6{,}9 \times 10^{-6}$s
Ligne à 50 mm	1,4 mm	1,1 mm	2,5 mm	0,03 mm	$7{,}8 \times 10^{-6}$s
Ligne à 80 mm	3,6 mm	2 mm	4 mm	0,025 mm	$1{,}5 \times 10^{-5}$s

TABLEAU 4.6 – Synthèse des échelles caractéristiques de la turbulence déterminées par les différentes méthodes d'analyse.

petite en s'éloignant de la sortie de la torche. Par comparaison à la taille des mailles dans l'axe (de 0,5 mm à 0,7 mm) et radialement (de 0,05 mm dans la couche de mélange à 0,5 mm sur les bords), on peut conclure qu'en moyenne, les échelles de Kolmogorov sont pratiquement résolues sur l'axe, alors qu'une petite partie de ces échelles est modélisée dans la couche de mélange.

- Le temps de Kolmogorov moyen est de l'ordre de 10^{-6}s, et il est de plus en plus grand en s'éloignant de la sortie de torche. Ainsi, compte tenu du pas de temps de simulation, qui est de 10^{-7}s, toutes les échelles sont résolues temporellement.

Ainsi, dans ce type d'écoulement plasma, les échelles intégrales dans la couche de mélange sont de plus en plus importantes en s'éloignant vers l'aval de la torche, du fait de l'augmentation de l'épaisseur de la couche de mélange, tandis que les échelles de Kolmogorov sont de plus en plus petites et plus lentes du fait d'un transfert d'énergie inter-échelle plus intense, accompagné d'une baisse de l'énergie turbulente qui ralentit la

Licence CC BY-NC-ND 3.0

dynamique des petites structures.

4.2 Application du modèle numérique mis en place avec des conditions aux limites issues du signal complet de la torche

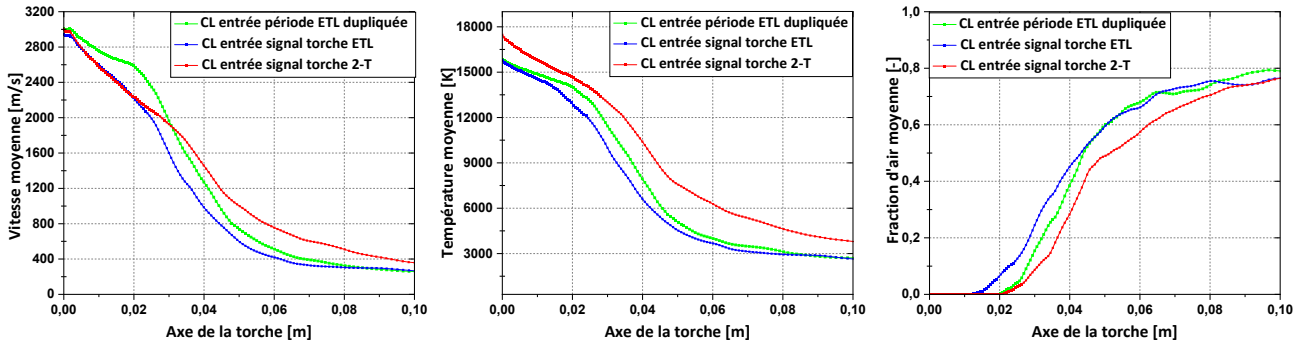
Avec le modèle numérique optimal établi précédemment, un changement des conditions aux limites d'entrée est réalisé afin d'assurer une représentation plus réaliste de la dynamique de l'arc électrique dans la torche. En effet, au lieu d'extraire les données relatives à la pseudo-période du signal de tension de la torche et de les dupliquer dans le temps, les données relatives au signal complet obtenu avec une modélisation à l'ETL puis à 2-T, telles qu'illustrées en section 2.3.2, sont successivement imposées comme conditions d'entrée des simulations, afin de réaliser une comparaison avec les résultats du cas précédent (pseudo-période ETL dupliquée).

Le but est de déterminer l'impact d'une modélisation plus réaliste de l'arc sur le développement du jet turbulent dans l'atmosphère ambiante. Pour ce faire, une comparaison des champs d'écoulement moyennés dans le temps sur des lignes axiale et radiale à différentes positions est d'abord effectuée, suivie d'une comparaison du nombre de Reynolds moyen et de la viscosité de sous maille. Enfin, une comparaison des enveloppes minimale et maximale de vitesse est réalisée, complétée par une analyse fine de la turbulence par la détermination des échelles spatiales et temporelles caractéristiques de l'écoulement.

Comparaison des résultats du développement du jet issus des spectres ETL/2-T/pseudo-période dupliquée

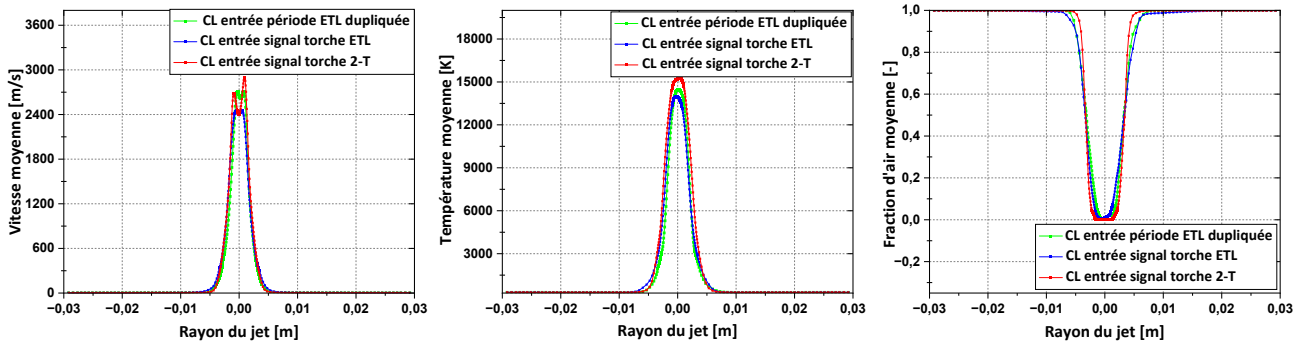
Les figures 4.42 à 4.45 représentent l'évolution des profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air, respectivement, suivant l'axe de la torche et radialement à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée. On constate sur les profils axiaux que la transition à la turbulence est beaucoup plus rapide pour le cas avec le signal de torche complet à l'ETL qu'avec celui de la pseudo-période dupliquée ETL et 2-T, pour lequel la transition est beaucoup plus tardive : l'air est présent au centre du jet dès environ 17 mm en aval de la sortie de torche pour le cas du signal complet ETL, contre approximativement 20 mm pour la période dupliquée et environ 25 mm pour le signal à 2-T. Ce mélange plus ou moins précoce selon les cas se répercute sur l'évolution des profils moyens de vitesse et de température suivant l'axe, ainsi que sur les profils moyens radiaux, où une baisse plus marquée de ces grandeurs est constatée avec le signal ETL complet, suivie du cas de la période dupliquée, puis du signal à 2-T. Cette baisse s'amplifie de plus en plus qu'on s'éloigne de la sortie de torche, du fait d'une turbulence plus intense en aval, entraînant ainsi un mélange air-plasma plus important.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 4.42 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 4.43 – Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 15 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.

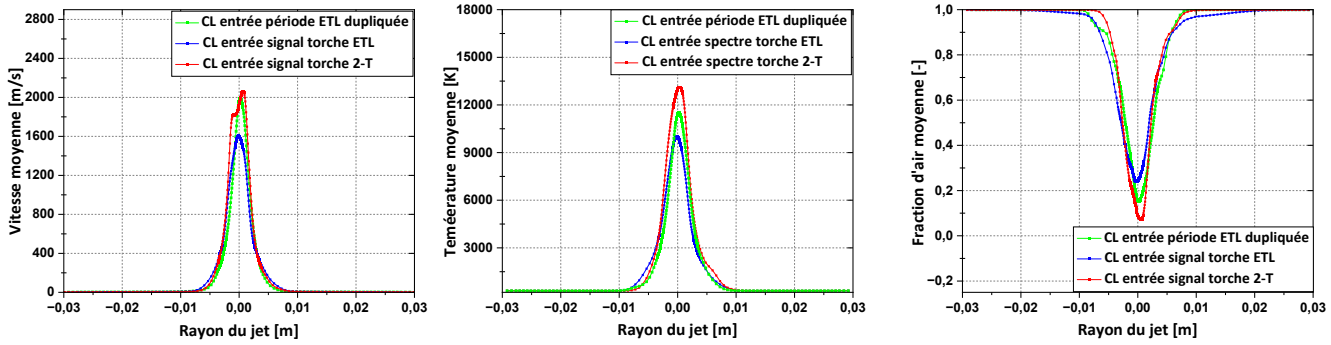
La différence au niveau de la transition et du degré de turbulence dans les différents écoulements s'explique par :

- des températures plus élevées de l'écoulement issu du signal à 2-T par rapport à celui issu du signal à l'ETL (car l'amplitude des profils de température imposés à l'entrée pour le signal 2-T est de $\sim$ 18 000 K contre 15 700 K pour celui à l'ETL complet (figure 2.6 en section 2.3.2). Ceci influe directement sur la densité et la viscosité moléculaire, ce qui contrebalance probablement l'effet inertiel, conduisant ainsi à des nombres de Reynolds moins importants, et donc à une turbulence moins intense dans cet écoulement par rapport à celui issu du signal ETL.
- un niveau de fluctuation des conditions aux limites d'entrée plus élevé pour le signal ETL complet par rapport à la pseudo-période dupliquée, amenant à une turbulence plus intense, même si les résultats moyens se rejoignent après une distance de 80 mm en aval de la sortie de torche.

L'atténuation de la vitesse moyenne suivant l'axe de la torche en proche sortie de torche (x< 20 mm) avec le signal 2-T (figure 4.42a) qui a une évolution identique au cas ETL, alors qu'en réalité, elle devrait être plus proche de l'évolution de vitesse de la période dupliquée dans cette zone, s'explique par la présence

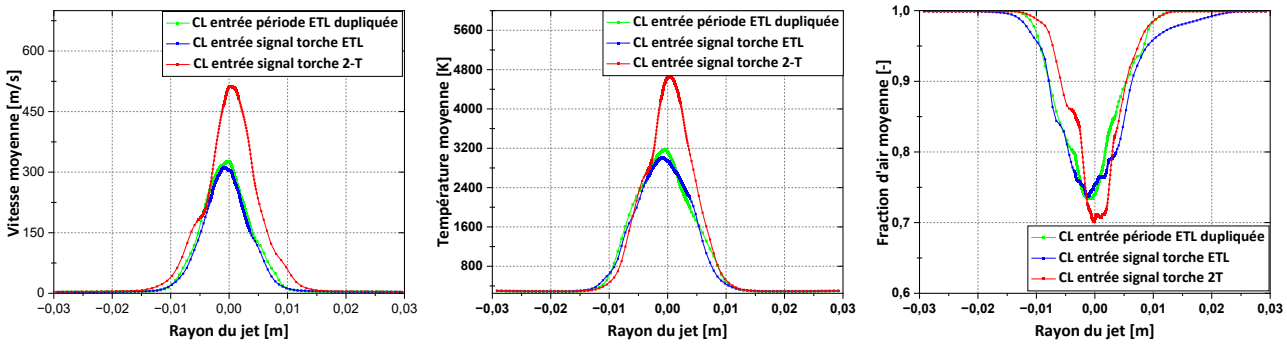
Licence CC BY-NC-ND 3.0

d'un minimum local au centre du jet (figure 4.43a) dû fait que les profils radiaux moyens de vitesse dans l'écoulement issu de ce signal sont plus dissymétriques en proche sortie de torche (x< 30 mm en aval) que dans les deux autres cas.



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 4.44 – Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.



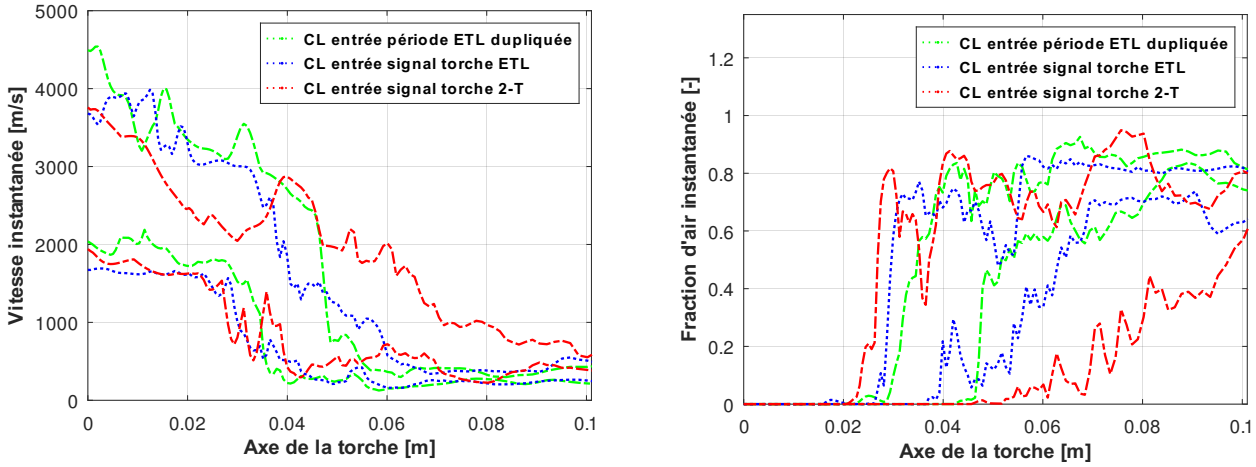
(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 4.45 – Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.

Afin de déterminer l'impact des conditions aux limites d'entrée sur les profils instantanés, nous allons nous intéresser aux enveloppes minimale et maximale de vitesse et de fractions massiques d'air suivant l'axe de la torche, établies en figure 4.46. Celles-ci sont déterminées sur une période de fluctuation de l'arc qui est identifiée après un temps de simulation identique dans les trois cas ($\sim$ 10 périodes), en s'appuyant sur la même procédure que celle définie précédemment.

Ces résultats montrent qu'après le début de la transition à la turbulence, qui correspond approximativement à 17 mm en aval pour le signal ETL complet, 20 mm pour la pseudo-période dupliquée et 22 mm pour le signal 2-T, les enveloppes de vitesse rétrécissent de plus en plus rapidement (pour le signal complet ETL et la pseudo-période dupliquée) dans la zone comprise entre 25 mm et 50 mm du fait du développement de la turbulence, engendrant ainsi un élargissement rapide des enveloppes de fraction massique d'air dans cette zone (entre 25 mm et 50 mm). La chute de vitesse et l'augmentation de la fraction d'air sont plus raides avec

Licence CC BY-NC-ND 3.0

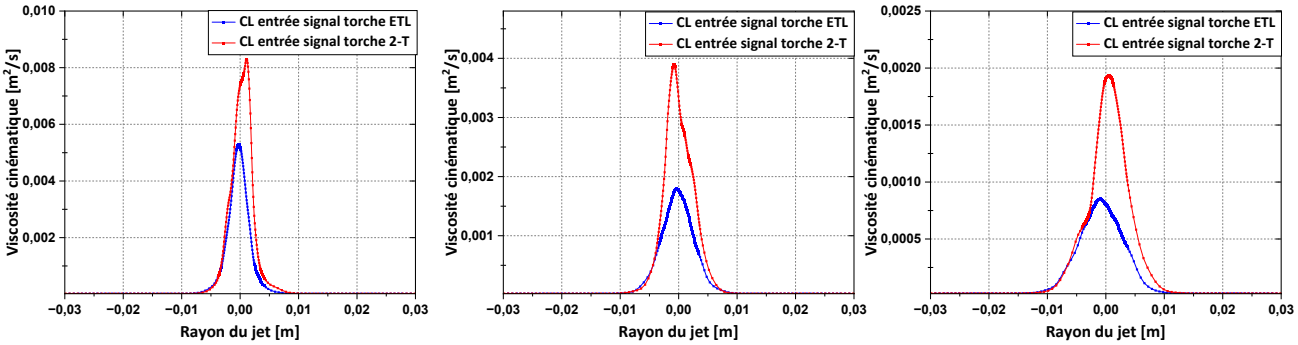


(a) (b)

FIGURE 4.46 – Enveloppes minimale et maximale de vitesse (a) et de fraction massique d'air (b) suivant l'axe de la torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.

la pseudo-période dupliquée que le signal ETL, où de légères fluctuations sont observées, probablement engendrées par la présence de plus de fluctuations dans les conditions aux limites d'entrée. En ce qui concerne le signal à 2-T, la diminution de la vitesse et l'augmentation de la fraction massique d'air se font d'une manière beaucoup plus régulière, compte tenu d'une turbulence moins intense liée à une viscosité moléculaire plus élevée.

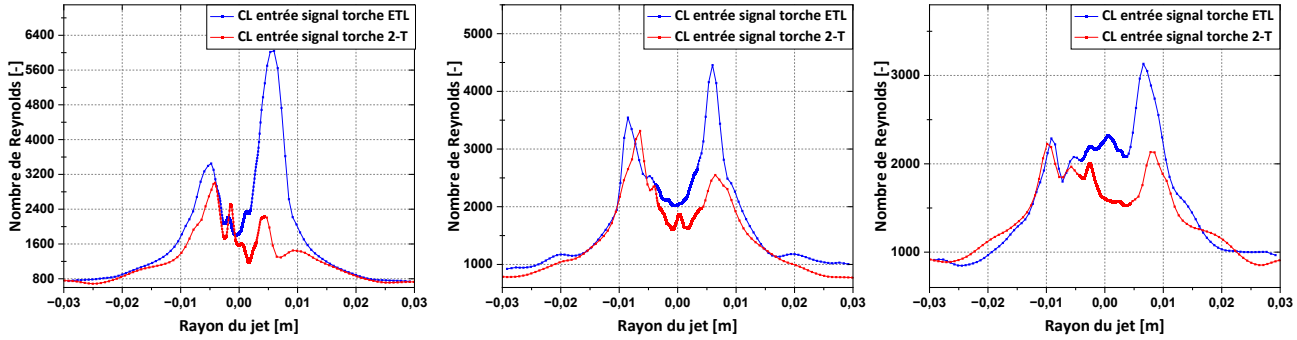
Afin de justifier le caractère turbulent plus marqué observé avec le signal issu de la torche à l'ETL par rapport à celui à 2-T, nous nous intéressons à l'évaluation de la viscosité cinématique et du nombre de Reynolds moyens suivant différents rayons situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, présentés en figures 4.47 et 4.48. Celles-ci montrent que la viscosité cinématique ν ($\nu = \mu/\rho$) est plus élevée avec le signal à 2-T qu'avec le signal à l'ETL, quelle que soit la position considérée, avec des rapports allant de 1,8 à 2,5 fois, du fait des températures élevées qui conduisent à une masse volumique plus faible et une viscosité dynamique plus élevée.



(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.47 – Profils radiaux moyens de viscosité cinématique à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



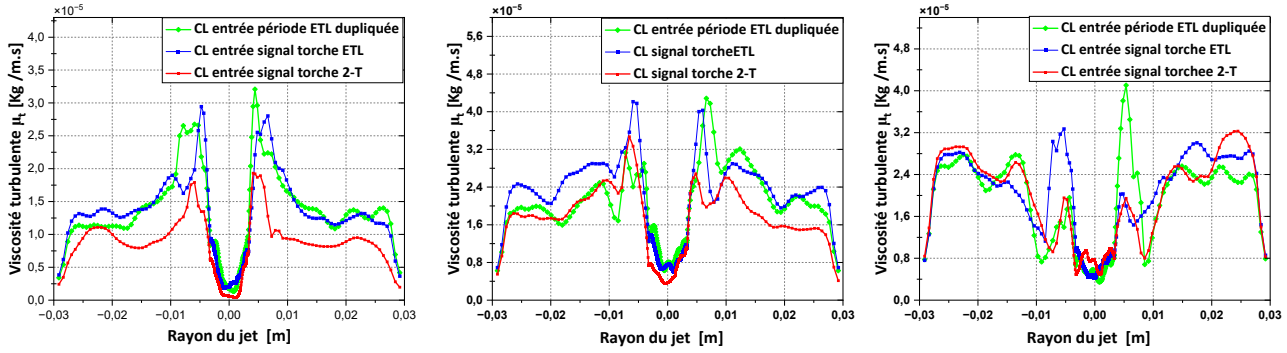
(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.48 – Profils radiaux moyens du nombre de Reynolds à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.

Cette augmentation de l'effet visqueux contrebalance les effets inertiels induits par les vitesses plus importantes dans le signal à 2-T, ce qui se traduit par des nombres de Reynolds moyens (calculés sur la base du diamètre de la torche) plus faibles par rapport au signal à l'ETL à toutes les positions considérées, avec des rapports allant de 1,5 fois à 2,8 fois selon la position (figure 4.48).

Ainsi, le nombre de Reynolds est toujours inférieur avec le signal à 2-T qu'avec le signal à l'ETL, ce qui explique pourquoi la turbulence est plus accentuée dans le jet lorsque le signal à l'ETL est utilisé.

La viscosité de sous maille moyennée dans le temps (figure 4.49) est de même niveau pour le signal à l'ETL et pour la pseudo-période dupliquée, tandis qu'elle est inférieure avec le signal à 2-T à tous les rayons considérés (situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de la torche) d'un facteur de 1,3 à 1,7 dans la couche de mélange. Ceci est dû au fait que le nombre de Reynolds est moins important, induisant probablement des structures dissipatives légèrement plus grandes et, donc, un nombre d'échelles modélisées via la viscosité de sous maille moins élevé.



(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

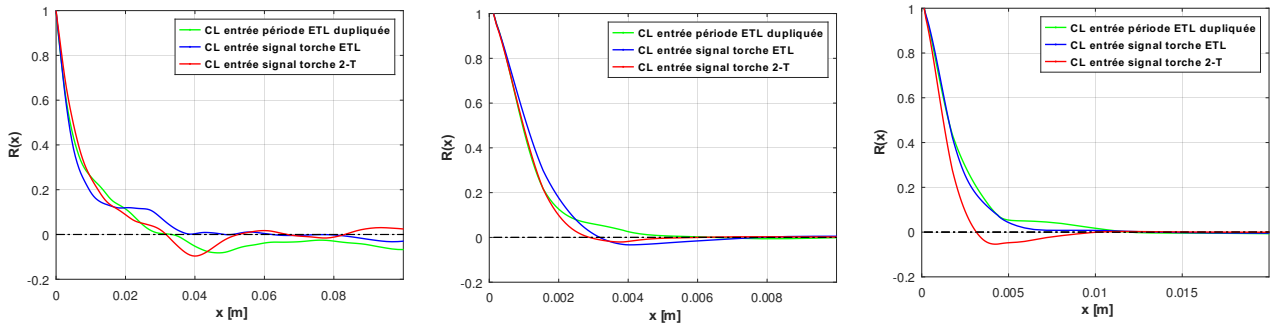
FIGURE 4.49 – Profils radiaux moyens de viscosité turbulente situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Afin de déterminer l'influence des conditions aux limites d'entrée sur les échelles spatiales et temporelles des structures présentes dans l'écoulement, une étude des autocorrélations spatiales ainsi que des analyses POD et spectrales est effectuée. Cette étude permettra, entre autres, de confirmer les observations et interprétations selon lesquelles les structures dissipatives sont légèrement plus grandes dans le cas 2-T que le cas ETL et pseudo-période dupliquée, du fait d'une turbulence moins développée du fait des hautes températures qui sont atteintes dans l'écoulement.

- **Autocorrélation spatiale**

La figure 4.50 qui représente les moyennes temporelles de l'autocorrélation spatiale suivant l'axe de la torche, ainsi que radialement sur les rayons situés à 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, montre que le changement de conditions aux limites d'entrée engendre très peu de différences.



(a) : axe (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.50 – Autocorrélations spatiales moyennes suivant les lignes axiale et radiales localisées à 50 et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites d'entrée.

L'échelle intégrale moyenne aux différentes positions, obtenue par intégration des fonctions d'autocorrélation moyenne jusqu'au premier zéro, présentée dans le tableau 4.7, montre qu'elles sont de même ordre avec les différentes conditions aux limites d'entrée, avec des valeurs sur l'axe du jet de l'ordre du diamètre de la tuyère. Radialement, ces échelles qui représentent les grandes structures énergétiques, sont légèrement plus petites dans l'écoulement issu du signal 2-T par rapport à celui issu du signal ETL et de la période dupliquée à toutes les positions considérées, surtout en aval à 80 mm.

Échelle intégrale moyenne via l'autocorrélation			
Position	**CL entrée période dupliquée**	**CL entrée signal torche ETL**	**CL entrée signal torche 2-T**
Axe	7,3 mm	7,4 mm	7,4 mm
30 mm	0,7 mm	0,8 mm	0,6 mm
50 mm	1,1 mm	1,1 mm	1 mm
80 mm	2 mm	1,8 mm	1,2 mm

TABLEAU 4.7 – Échelle intégrale moyenne en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée, déterminée via les autocorrélations spatiales suivant l'axe de la torche et les rayons à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Analyse POD**

Afin de déterminer les échelles des structures cohérentes dans l'écoulement en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée, une analyse POD est effectuée suivant l'axe de la torche, ainsi que radialement à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. Les figures relatives à cette analyse sont présentées en annexe F2 (figures 41a et 42 pour l'énergie et 41b, 43 pour l'évolution du mode 1 dans l'espace). L'évolution spatiale du mode 1 suivant l'axe, ainsi que suivant le rayon relatif aux différentes positions, montre que la variation d'amplitude dans le mode est localisée sur une étendue spatiale similaire et proche pour les trois écoulements (entre 20 mm et 50 mm axialement et entre 2 mm et 10 mm radialement), avec une différence assez faible dans leurs amplitudes de variation. Cependant, le signal 2-T, qui est le moins turbulent, affiche une variation d'amplitude axiale plus étendue jusqu'à 70 mm en aval, alors que radialement, celle-ci est plus localisée, avec une décroissance rapide vers 0 à toutes les positions considérées, traduisant une couche de mélange plus fine par rapport aux deux autres cas, et reflétant probablement des structures cohérentes moins larges.

La transformée de Fourier du mode 1 permet de déterminer l'échelle des structures cohérentes suivant l'axe et suivant le rayon aux différentes positions considérées, pour les écoulements issus des différentes conditions aux limites d'entrée (tableau 4.8).

Structures cohérentes			
Position	**CL entrée période dupliquée**	**CL entrée signal torche ETL**	**CL entrée signal torche 2-T**
Axe	20,9 mm	20,9 mm	20,5 mm
30 mm	1,2 mm	1,3 mm	1 mm
50 mm	1,4 mm	1,1 mm	0,9 mm
80 mm	3,6 mm	3 mm	1,7 mm

TABLEAU 4.8 – Échelles des structures cohérentes en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée déterminées via l'analyse POD.

Ainsi, même si ces écoulements issus de différentes conditions aux limites d'entrée présentent des répartitions spatiales de structures turbulentes légèrement différentes suivant l'axe, leurs échelles ($\sim$ 20 mm) restent néanmoins les mêmes et proches de la longueur du cœur potentiel du jet, qui varie selon les cas (17 mm, 20 mm et 25 mm). Les largeurs des structures cohérentes (suivant le rayon) pour les différents écoulements sont également très proches et légèrement inférieures radialement pour le cas 2-T, surtout plus en aval.

- **Analyse spectrale**

Une analyse spectrale en nombre d'onde et en fréquence est effectuée pour déterminer les échelles et les temps intégraux et de Kolmogorov en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.

La densité spectrale moyenne en fonction des nombres d'ondes suivant l'axe de la torche et suivant les rayons situés à 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche (figure 44 annexe F2) montre que la répartition

Licence CC BY-NC-ND 3.0

de l'énergie est identique suivant l'axe pour les trois types de conditions aux limites d'entrée, alors que, radialement, de légères différences existent : l'énergie est légèrement plus importante avec le signal de torche à 2-T, qui induirait probablement des échelles intégrales plus grandes.
Les échelles intégrales ainsi que les échelles et le temps de Kolmogorov issus de ces spectres sur l'axe de la torche et suivant les rayons sont présentés dans le tableau 4.9.

Échelle intégrale par analyse spectrale			
Position	**CL entrée période dupliquée**	**CL entrée signal torche ETL**	**CL entrée signal torche 2-T**
Axe	10,3 mm	10,1 mm	12,1 mm
30 mm	2,1 mm	1,4 mm	1.8 mm
50 mm	2,5 mm	2,9 mm	2,4 mm
80 mm	4 mm	3,9 mm	3,1 mm
Échelle de Kolmogorov par analyse spectrale			
Axe	0,8 mm	0,6 mm	0,5 mm
30 mm	0,04 mm	0,02 mm	0,05 mm
50 mm	0,03 mm	0,01 mm	0,04 mm
80 mm	0,025 mm	0.008 mm	0,03 mm
Temps de Kolmogorov par analyse spectrale			
Axe	$1{,}2 \times 10^{-4}$ s	$7{,}3 \times 10^{-5}$	9×10^{-5}
30 mm	$6{,}9 \times 10^{-6}$	$2{,}3 \times 10^{-6}$	$5{,}1 \times 10^{-6}$
50 mm	$7{,}8 \times 10^{-6}$	$2{,}5 \times 10^{-6}$	7×10^{-6}
80 mm	$1{,}5 \times 10^{-5}$	$2{,}4 \times 10^{-6}$	7×10^{-6}

TABLEAU 4.9 – Échelles intégrales moyennes et échelles et temps de Kolmogorov moyens en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée.

Les échelles intégrales moyennes relatives aux trois conditions d'écoulement sont globalement équivalentes, que ce soit sur l'axe du jet ou radialement dans la couche de mélange. Comme attendu, les échelles radiales moyennées de Kolmogorov sont plus grandes dans le cas de l'écoulement issu du signal à 2-T que dans celui issu du signal ETL, et sont très proches de celles de la pseudo-période dupliquée, à toutes les positions considérées, synonyme d'un état moins turbulent. Le temps moyen de Kolmogorov est de même ordre ($\sim 10^{-6}$ s) pour les différents écoulements, il est toujours supérieur dans le cas du signal 2-T que le signal ETL à toutes les positions considérées, du fait d'une turbulence moins intense.

Afin de déterminer le temps intégral, les densités spectrales moyennes en fréquence sont calculées à différents points situés à 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, sur l'axe et dans la couche de mélange, et sont présentées en figures 45 et 46 de l'annexe F2. Quelle que soit l'abscisse ainsi que la position dans la couche de mélange, le niveau d'énergie turbulente issu du signal 2-T est moins intense compte tenu d'un développement moindre de la turbulence.

Le tableau 4.10 présente les temps intégraux déterminés à partir de ces spectres. Ces temps sont plus importants dans l'écoulement issu du signal de torche 2-T que ceux du signal ETL et de la période dupliquée à

Licence CC BY-NC-ND 3.0

toutes les positions considérées.

Position axiale	Position radiale	Temps intégral (s)		
		Période dupliquée	Signal ETL	Signal 2-T
30 mm	0 mm	2×10^{-5}	$1{,}96\times10^{-5}$	$2{,}5\times10^{-5}$
	4 mm	$2{,}2\times10^{-5}$	$2{,}2\times10^{-5}$	$3{,}5\times10^{-5}$
	6 mm	$3{,}8\times10^{-5}$	2×10^{-5}	4×10^{-5}
50 mm	0 mm	$2{,}6\times10^{-5}$	2×10^{-5}	3×10^{-5}
	6 mm	$4{,}2\times10^{-5}$	$3{,}6\times10^{-5}$	$4{,}5\times10^{-5}$
	10 mm	$4{,}8\times10^{-5}$	$3{,}1\times10^{-5}$	6×10^{-5}

TABLEAU 4.10 – Temps intégral déterminé par analyse spectrale pour les différentes CL d'entrée.

- **Conclusion**

De par cette étude, les différentes échelles de temps et d'espace caractéristiques de la turbulence dans les écoulements calculés avec différentes conditions aux limites d'entrée ont été estimées via des autocorrélations, une analyse POD ainsi qu'une analyse spectrale. Axialement et en moyenne, les échelles intégrales sont les mêmes dans les trois cas d'étude ($\sim$ 7 mm par autocorrélation et $\sim$ 11 mm par analyse spectrale), de l'ordre du diamètre de la tuyère ou deux fois le diamètre de celle-ci en fonction de la méthode considérée. Les structures cohérentes dans la direction de l'écoulement sont de l'ordre de 20 mm, ce qui est proche de la longueur du cœur potentiel du jet, qui est respectivement de 17 mm pour l'écoulement relatif au signal complet à l'ETL, 20 mm pour la pseudo-période dupliquée et 25 mm pour le signal 2-T. Les échelles intégrales radiales sont également du même ordre dans les trois écoulements et varient entre 0,5 et 4 mm, selon la position et la méthode utilisée.
Comme attendu, l'échelle et le temps de Kolmogorov dans la direction radiale sont plus importants dans le cas du signal à 2-T, du fait que cet écoulement est moins turbulent, alors qu'ils sont inférieurs dans le cas du signal à l'ETL qui est plus turbulent.

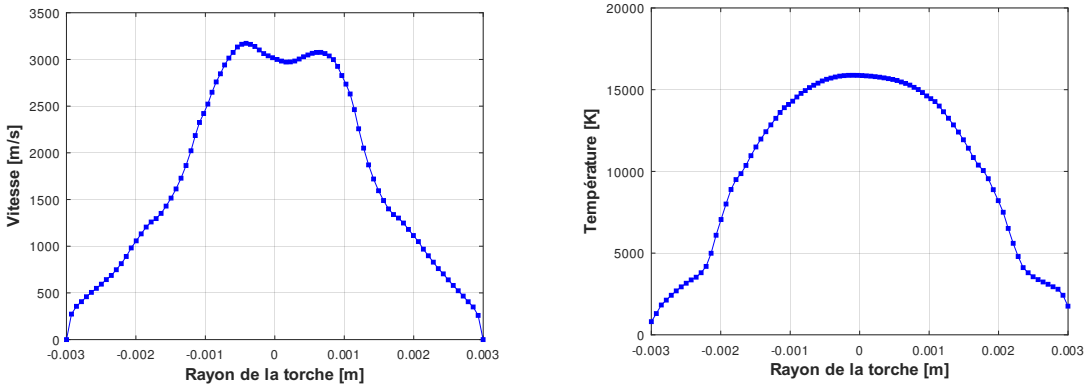
4.3 Instationnarité et turbulence

La turbulence dans les jets plasma résulte du fort cisaillement entre celui-ci et l'atmosphère ambiante, générant des instabilités en périphérie, qui sont amplifiées par les forts gradients de propriétés qui existent entre les deux milieux, provoquant ainsi l'engouffrement de l'air dans le jet et l'augmentation du mélange. Cette turbulence est a priori intensifiée par l'instationnarité de l'arc électrique dans la torche, qui est traduite dans nos simulations par l'imposition de profils de vitesse et de température en entrée du domaine, qui sont spatialement et temporellement non uniformes.
Ainsi, cette troisième partie de l'étude a pour but d'analyser plus en détail la relation entre le caractère ins-

Licence CC BY-NC-ND 3.0

tationnaire et le niveau de turbulence dans le jet afin de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse qui stipule que l'instationnarité amplifie cette turbulence.

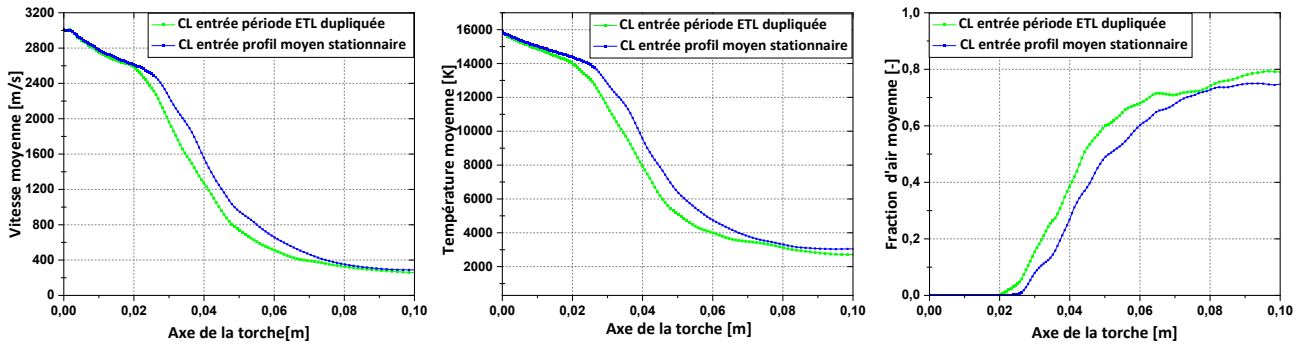
Pour ce faire, nous comparons les résultats issus de deux simulations instationnaires : la première est obtenue en imposant les données instationnaires relatives à la torche associées au signal pseudo-périodique (période ETL dupliquée) comme conditions aux limites d'entrée, la seconde est réalisée en imposant un profil moyenné dans le temps obtenu à partir de la pseudo-période de fluctuation. Ces profils stationnaires sont représentés en figure 4.51.



(a) : Vitesse (b) : Température

FIGURE 4.51 – Profils radiaux de vitesse et de température issus de la moyenne temporelle des profils instationnaires sur une pseudo-période T de fluctuation de l'arc (signal période ETL dupliquée) en sortie de torche.

Les figures 4.52 à 4.54 représentent les profils moyennés en temps de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche, ainsi que suivant les rayons situés à 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des deux types de conditions aux limites. Le mélange air-plasma est plus important avec la période dupliquée que le profil stationnaire moyenné, du fait d'une transition à la turbulence plus précoce, se produisant approximativement à partir de 20 mm en aval de la sortie de torche (figure 4.52c), où l'air atteint le cœur du jet, contre 27 mm dans le cas du profil moyen stationnaire.

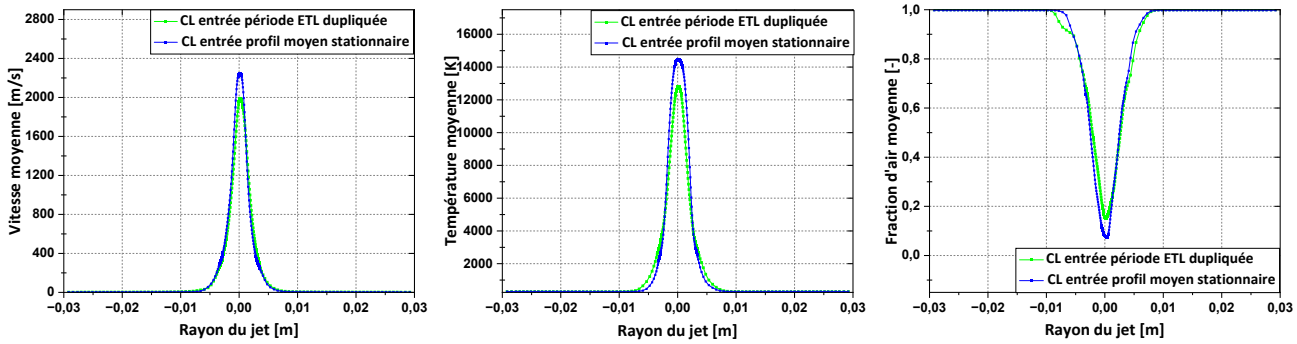


(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 4.52 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires.

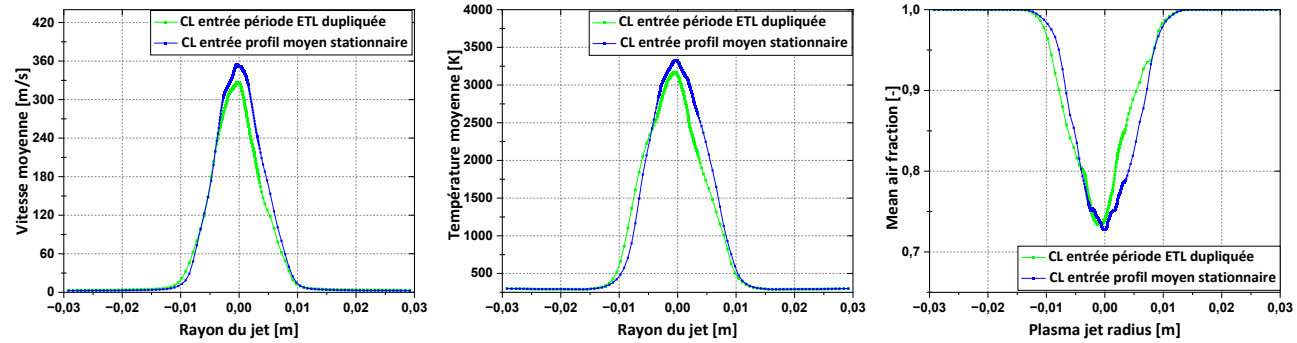
Licence CC BY-NC-ND 3.0

Ce mélange plus important se répercute directement sur les profils moyens de vitesse et de température (figures 4.52a et 4.52b), qui montrent une diminution plus précoce à partir de $\sim$ 20 mm au lieu de $\sim$ 27 mm, et un écart important dans la zone comprise entre 20 mm et 80 mm. Les profils radiaux moyens de ces trois grandeurs aux différentes positions considérées confirment ces observations et présentent des amplitudes plus atténuées dans l'écoulement issu des conditions aux limites instationnaires, du fait d'une quantité d'air mélangée plus importante liée à une turbulence plus intense. L'écart entre ces profils s'atténue vers l'aval, puisqu'à 80 mm les profils sont assez proches.



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 4.53 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant le rayon situé à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires.



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

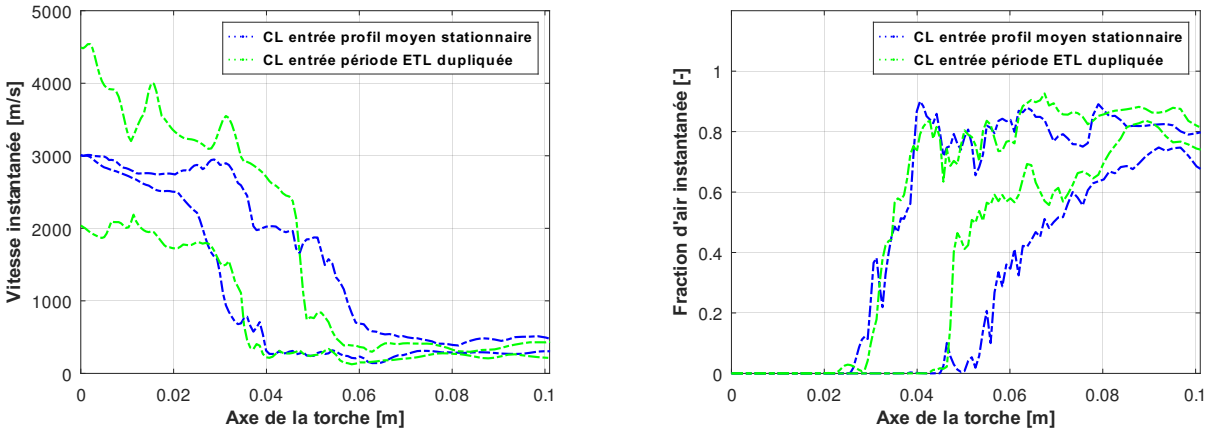
FIGURE 4.54 – Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant le rayon situé à 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires.

Ainsi, l'instationnarité des profils imposés à l'entrée du domaine amplifie légèrement le caractère turbulent : la transition à la turbulence est plus précoce, l'écoulement est ralenti et refroidit plus tôt, cependant, en se rapprochant vers l'aval de la sortie de torche (80 mm), les écoulements moyens sont similaires.

Les enveloppes minimales et maximales de vitesse et de fraction massique d'air sur l'axe de la torche (figure 4.55), établies aux mêmes instants de simulation pour les deux types de conditions aux limites, montrent qu'évidemment, avant la transition à la turbulence (< 20 mm en aval de la sortie de torche), l'enveloppe de vitesse issue des conditions aux limites stationnaires (4.55a) est très étroite en comparaison du cas relatif à la pseudo-période dupliquée qui présente des fluctuations spatio-temporelles. Après la transition à la turbu-

Licence CC BY-NC-ND 3.0

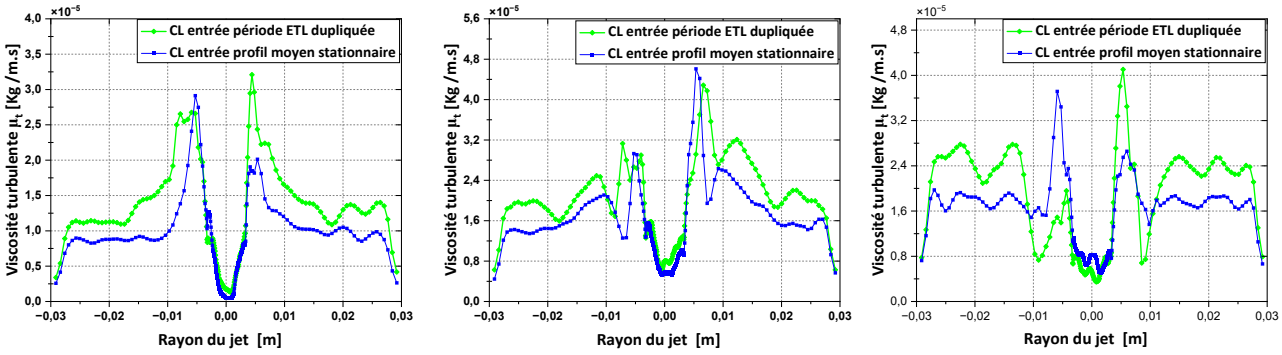
lence (à partir de $\sim$ 35 mm en aval), on observe une diminution rapide des enveloppes de vitesse pour le cas des conditions aux limites instationnaires, liée à un engouffrement plus précoce d'air par rapport au cas stationnaire (figure 4.55b), où une diminution plus progressive et modérée est observée. Ceci se reflète par une augmentation progressive de la fraction massique d'air dans le cas des conditions aux limites stationnaires et plus brutale pour les cas des conditions aux limites instationnaires dans cette zone de transition (entre 20 mm et 50 mm en aval). En aval de la sortie de torche au-delà de 80 mm, l'écart entre les enveloppes se réduit, pour aboutir à des vitesses et des fractions d'air quasi-identiques.



(a) (b)

FIGURE 4.55 – Enveloppe minimale et maximale de la vitesse (a) et de la fraction massique d'air (b) suivant l'axe de la torche, calculées à partir de profils correspondant à des instants de simulation identiques pour les deux conditions aux limites stationnaires et instationnaires, et qui correspondant à différents instants de la pseudo-période de fluctuation d'arc (T, T+T/10, ...T+9T/10).

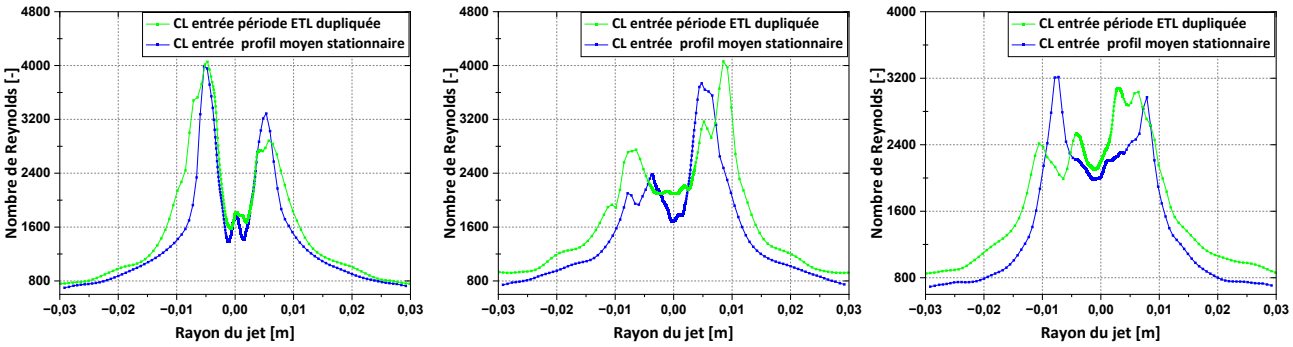
La figure 4.56, qui présente les profils radiaux moyens de viscosité turbulente à différentes distances en aval de la sortie de la torche (30 mm, 50 mm et 80 mm) montre qu'ils sont relativement proches pour les deux types de conditions aux limites à toutes les positions considérées, avec une légère supériorité de ceux correspondant aux conditions aux limites instationnaires dans la couche de mélange.



(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.56 – Profils radiaux moyens de viscosité de sous maille à différentes positions en aval de la sortie de torche (30 mm, 50 mm et 80 mm) pour des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.57 – Profils radiaux moyens du nombre de Reynolds à différentes positions situées à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, pour des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires.

Ainsi, malgré le fait que le développement de la turbulence soit plus précoce et marqué dans le cas des conditions aux limites instationnaires, la gamme d'échelles modélisées reste tout de même du même ordre dans les deux cas. Ce point est appuyé par le nombre de Reynolds moyen dans l'écoulement (figure 4.57), qui est du même ordre dans la couche de mélange pour les deux cas des conditions aux limites à toutes les positions considérées.

La figure 4.58 qui présente le profil radial moyen de l'intensité turbulente à 50 mm en aval de la sortie de torche permet de mieux comprendre comment l'instationnarité du jet accentue les phénomènes turbulents sans pour autant changer la valeur du nombre de Reynolds. Cette intensité turbulente est plus importante dans le cas des conditions aux limites instationnaires, où elle atteint une valeur maximale de 70% dans la couche de mélange, alors qu'elle ne dépasse pas 60% dans le cas des conditions aux limites stationnaires, avec une valeur moyenne du profil calculée sur la base de la largeur du jet de 50% pour le cas instationnaire contre 35% pour le cas stationnaire. Ce résultat révèle que la turbulence se manifeste de façon plus énergique et plus désordonnée dans le cas des conditions aux limites instationnaires, accélérant ainsi les phénomènes de transport et le mélange des espèces, sans pour autant changer le nombre de Reynolds global de l'écoulement.

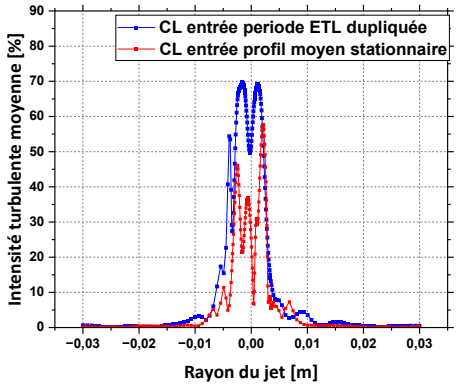


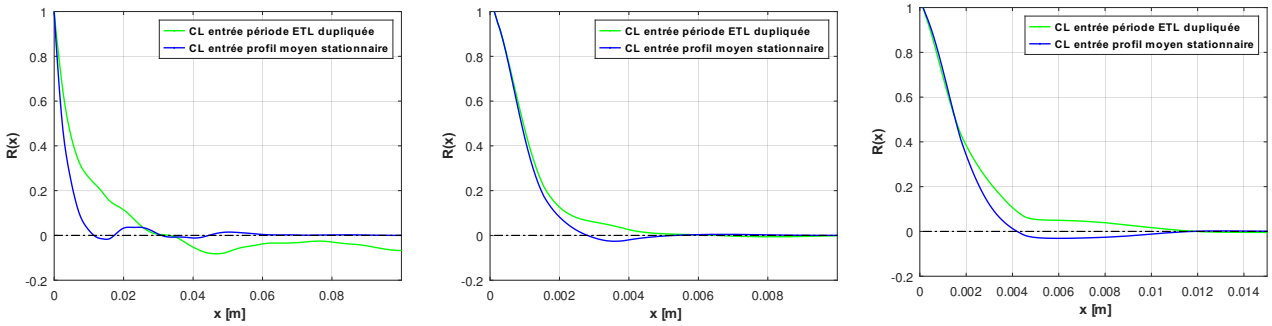
FIGURE 4.58 – Profil radial moyen d'intensité turbulente à 50 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Dans ce qui suit, les échelles spatiales et temporelles caractéristiques de l'écoulement sont déterminées pour : i) identifier si l'instationnarité influe sur la formation des grandes structures turbulentes, ii) confirmer l'hypothèse émise par rapport aux structures dissipatives qui seraient probablement de même ordre dans les deux cas compte tenu des valeurs de viscosité turbulente et du nombre de Reynolds.

- **Autocorrélation spatiale**

La figure 4.59, qui représente l'autocorrélation spatiale moyenne suivant l'axe de la torche, ainsi que suivant les rayons situés à 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, montre que, contrairement à ce que l'on pouvait attendre, l'autocorrélation de l'écoulement issu des conditions aux limites stationnaires décorrèle plus rapidement que celle de l'écoulement issu des conditions aux limites instationnaires, de façon nette axialement, et moins marqué radialement.



(a) : axe (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 4.59 – Autocorrélation spatiale moyenne suivant l'axe de la torche et suivant les rayons situés à 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites d'entrées stationnaires et instationnaires.

Les échelles intégrales moyennes axiale et radiales présentées dans le tableau 4.11 sont équivalentes pour les cas des conditions aux limites stationnaires et instationnaires, avec une taille légèrement plus faible pour le cas stationnaire, qui est moins turbulent.

Échelle intégrale via autocorrélation		
Position	**CL entrée période dupliquée**	**CL entrée profil moyen**
Axe	7,3 mm	5 mm
30 mm	0,7 mm	0,6 mm
50 mm	1,1 mm	0,9 mm
80 mm	2 mm	1,6 mm

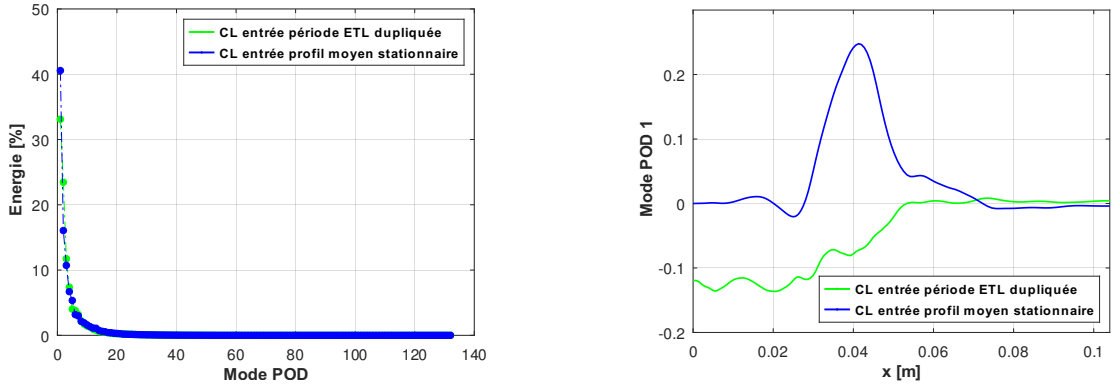
TABLEAU 4.11 – Échelles intégrales moyennes en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires, déterminées à partir des autocorrélations spatiales.

- **Analyse POD**

L'analyse POD suivant l'axe de la torche (figure 4.60) et suivant les rayons situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm

Licence CC BY-NC-ND 3.0

en aval de la sortie de torche (figures 48 et 49 en annexe F3) montre qu'axialement, la concentration d'énergie dans le premier mode est plus importante dans le cas des conditions aux limites stationnaires (40% contre 32%), alors que radialement, celle-ci est légèrement plus importante pour le cas des conditions aux limites instationnaires ($\sim$ 70% contre 65%). L'évolution du mode 1 dans l'espace montre que les zones de variation d'amplitude sont les mêmes pour les deux cas, que ce soit axialement ou radialement, où l'on observe d'ailleurs une épaisseur de couche de mélange similaire, et ce, à toutes les positions considérées. Cependant, axialement, aucune variation d'amplitude n'est détectée dans le cœur potentiel du jet (x< 25 mm) avec les conditions aux limites stationnaires, ce qui traduit une absence de grosses structures turbulentes, contrairement au cas instationnaire. Ces observations tendent à montrer que les grosses structures tourbillonnaires organisées apparaissent seulement en aval du cœur potentiel du jet en régime stationnaire, alors qu'elles commenceraient au cœur du jet en régime instationnaire du fait de l'instationnarité des conditions aux limites d'entrée.



(a) (b)

FIGURE 4.60 – Variation de l'énergie suivant les modes (a) et variation du mode 1 POD dans l'espace (b) suivant l'axe de la torche en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires.

La FFT du mode 1 dans l'espace permet de déterminer l'ordre des échelles pour les structures cohérentes présentées dans le tableau 4.12.

Structures cohérentes		
Position	**CL instationnaires**	**CL stationnaires**
Axe	20,9 mm	15 mm
30 mm	1,2 mm	1 mm
50 mm	1,4 mm	1,2 mm
80 mm	3,6 mm	3,1 mm

TABLEAU 4.12 – Échelle des structures cohérentes en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires déterminées via l'analyse POD.

Ainsi, les longueurs et largeurs des structures cohérentes sont toujours légèrement plus importantes dans le cas des conditions aux limites instationnaires. Ceci appuie les résultats issus des autocorrélations moyennes,

Licence CC BY-NC-ND 3.0

où la même tendance est observée. Cependant, l'ordre de ces échelles reste globalement le même pour les deux types d'écoulement.

- **Analyse spectrale**

Une analyse spectrale est effectuée afin de déterminer les échelles intégrales et de Kolmogorov en espace et en temps, en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires, sur la base des densités spectrales en nombre d'onde et en fréquence à différentes positions dans l'écoulement.

La densité spectrale moyenne en nombre d'onde suivant l'axe de la torche et suivant les rayons situés à 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche est illustrée en figure 50 annexe F3. Celle-ci montre que les densités spectrales sont quasi-identiques pour les deux cas d'étude, que ce soit axialement ou radialement.
Les échelles intégrales et les échelles et temps de Kolmogorov, moyens axialement et radialement, sont également presque identiques pour les deux cas de conditions aux limites d'entrée, ils sont présentés dans le tableau 4.13.

Échelle intégrale par analyse spectrale		
Position	**CL entrée stationnaires**	**CL entrée instationnaires**
Axe	9,4 mm	10,3 mm
30 mm	2,1 mm	2,1 mm
50 mm	2,6 mm	2,5 mm
80 mm	4,1 mm	4,0 mm
Échelle de Kolmogorov par analyse spectrale		
Axe	0,9 mm	0,8 mm
30 mm	0,05 mm	0,04 mm
50 mm	0,04 mm	0,03 mm
80 mm	0,03 mm	0,025 mm
Temps de Kolmogorov par analyse spectrale		
Axe	$9{,}5 \times 10^{-5}$ s	$1{,}2 \times 10^{-4}$
30 mm	$9{,}1 \times 10^{-6}$	$6{,}9 \times 10^{-6}$
50 mm	$8{,}0 \times 10^{-6}$	$7{,}8 \times 10^{-6}$
80 mm	$7{,}0 \times 10^{-6}$	$1{,}5 \times 10^{-5}$

TABLEAU 4.13 – Échelles intégrales moyennes et échelles et temps de Kolmogorov moyens en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires.

Afin de déterminer le temps intégral, les densités spectrales fréquentielles sont calculées à 30 mm et 50 mm en aval de la sortie de torche à différentes positions dans la couche de mélange (figures 51 et 52 en annexe F3). Celles-ci montrent que les spectres sont quasi-identiques dans les deux cas de conditions aux limites, sauf pour les points dans la couche de mélange (situés à x=30 mm ; y= 6 mm et x=50 mm ; y = 10 mm), où l'intensité du spectre est légèrement plus importante dans le cas des conditions aux limites instationnaires, probablement à cause d'une couche de mélange qui est plus large dans ce cas.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Les temps intégraux déterminés en ces points présentés dans le tableau 4.14 montrent qu'ils sont très proches ($\sim 10^{-5}$ s) pour les deux écoulements issus de conditions aux limites stationnaires et instationnaires, et plus grands que le pas de temps de simulation ($\sim 10^{-7}$ s).

Position axiale	**Position radiale**	**Temps intégral (s)**	
		CL instationnaires	**CL stationnaires**
30 mm	0 mm	2×10^{-5}	$2{,}3\times10^{-5}$
	4 mm	$2{,}2\times10^{-5}$	$2{,}8\times10^{-5}$
	6 mm	$3{,}8\times10^{-5}$	$5{,}8\times10^{-5}$
50 mm	0 mm	$2{,}6\times10^{-5}$	3×10^{-5}
	6 mm	$4{,}2\times10^{-5}$	$4{,}5\times10^{-5}$
	10 mm	$4{,}8\times10^{-5}$	$5{,}1\times10^{-5}$

TABLEAU 4.14 – Temps intégral déterminé par analyse spectrale pour les CL d'entrée stationnaires et instationnaires.

- **Conclusion**

Les échelles de temps et d'espace caractérisant la turbulence ont pu être estimées pour les deux types d'écoulement, issus de conditions aux limites instationnaires et stationnaires, obtenues par moyenne temporelle d'une période de fluctuation de l'arc, dans le but de séparer l'instationnarité et la turbulence afin de voir si la première renforce vraiment l'état turbulent.
Globalement, les plus grandes échelles porteuses d'énergie (intégrales et structures cohérentes) sont plutôt très proches dans les deux cas, même si elles sont légèrement plus grandes avec les conditions aux limites instationnaires, de 1,4 fois suivant l'axe de la torche et de 1,1 à 1,2 fois radialement dans la couche de mélange.
L'échelle et le temps de Kolmogorov sont également très proches dans les deux cas, cependant ils sont légèrement plus grands dans le cas des conditions aux limites stationnaires, ce qui traduit une turbulence moins importante dans ce cas d'étude. Ce résultat est appuyé par une longueur de cœur potentiel du jet plus grande ($\sim$ 27 mm contre 20 mm pour les conditions aux limites instationnaires), une transition à la turbulence plus progressive (visible sur les enveloppes de vitesse et de fraction massique d'air), et une viscosité turbulente légèrement plus faible dans la couche de mélange. Cependant, le nombre de Reynolds moyen est équivalent pour les deux types d'écoulement, mais l'intensité turbulente (fluctuations des vitesses par rapport à la moyenne) est plus importante avec les conditions aux limites instationnaires, avec une moyenne de 50% contre 35% pour les conditions aux limites stationnaires, à 50 mm en aval de la sortie de torche.

Ainsi, ces résultats confirment que la turbulence est principalement engendrée par le cisaillement initial, et que celle-ci n'est que légèrement amplifiée par le caractère instationnaire de l'arc électrique dans la torche.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Toutefois, il convient de souligner que la turbulence s'est développée de manière assez similaire dans les écoulements issus des deux types de conditions aux limites (stationnaires et instationnaires), résultant en des champs d'écoulement instantanés et des échelles caractéristiques de la turbulence assez proches. Ce résultat est inattendu, compte tenu du comportement très différent de l'écoulement issu d'une simulation précédente, effectuée par approche LES, dans les mêmes conditions opératoires de torche et numériques, mais en imposant à l'entrée du domaine de calcul des profils de vitesse et de température moyennés stationnaires issus des expériences de Planche [23] (utilisés au chapitre 3). Pour ce cas, la turbulence ne s'est pas du tout développée de la même façon qu'avec les profils MHD moyennés, puisqu'aucune grande structure turbulente ne s'est formée et l'écoulement ne présentait pas de vorticité significative. Compte tenu du fait que seule l'allure des profils change entre les deux simulations, cette différence de comportement pourrait probablement être due au fait que les profils moyennés issus de l'expérience sont très symétriques, lisses et sans point d'inflexion, probablement parce qu'ils sont formés de très peu de points en comparaison de l'autre simulation. En effet, les profils stationnaires issus d'une moyenne des données relatives à la pseudo-période de fluctuation d'arc, résultant de la modélisation MHD, sont dissymétriques et présentent de nombreux points d'inflexion.

4.4 Synthèse et conclusion

Le modèle numérique mis en œuvre avec le code CFD Ansys Fluent pour la simulation de la turbulence dans le jet plasma avec une torche F4 et une approche de modélisation de type LES, a montré une bonne robustesse pour la gestion des gradients de propriétés et de l'instationnarité, grâce à un choix rigoureux des paramètres numériques ainsi qu'à la mise en œuvre d'un maillage hexaédrique de très bonne qualité. Les caractéristiques de la turbulence dans le jet sont qualitativement prédites par le modèle qui représente fidèlement le développement du jet avec détachement de bouffées chaudes, comme ce qui est observé expérimentalement, même s'il aurait fallu, comme cela était prévu, valider ces résultats par des mesures expérimentales.
De par le maillage relativement fin utilisé ($\sim$ 1 650 000 éléments), la viscosité de sous maille est très faible, même dans les régions fortement turbulentes situées dans la couche de mélange, où le nombre de Reynolds moyen atteint 6 000 et 12 000 localement à certains instants. De ce fait, les échelles de turbulence semblent très bien résolues puisque la taille du filtre spatial ($\sim$ 0,05 mm à 0,06 mm) est proche de la taille des structures dissipatives dans la couche de mélange ($\sim$ 0,03 mm).
Le pas de temps de simulation (10^{-7}s) qui permet d'assurer une condition CFL égale à l'unité offre une très bonne résolution des structures turbulentes les plus rapides, car celui-ci est plus petit que le temps de Kolmogorov ($\sim 10^{-6}$s).
Les différents types de conditions aux limites d'entrée issus de la modélisation MHD de la torche conduisent globalement à un développement de turbulence similaire dans le jet, avec des échelles spatiales et temporelles de même ordre. La turbulence est moins intense et développée lorsque les conditions aux limites d'entrée sont issues du modèle de torche à 2-T, du fait des très hautes températures qui sont atteintes dans l'écoulement.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Le développement de la turbulence est engendré principalement par le fort cisaillement induit par les gros gradients de propriétés air-plasma, et est légèrement accentué par l'instationnarité de l'arc éléctrique dans la torche.

Pour une modélisation réaliste du développement du jet turbulent dans l'air, il est préférable de modéliser la torche avec une approche MHD qui permet de reproduire fidèlement les phénomènes physiques qui y sont présents. En effet, ceci conduit à l'obtention de profils de vitesse et de température résolus en temps et en espace en sortie de torche, beaucoup plus réalistes et très différents des profils expérimentaux. La présence d'une forte dissymétrie et de nombreux points d'inflexion au sein de ces profils permet un amorçage plus réaliste de la turbulence dans le jet ainsi que son amplification, contrairement aux profils expérimentaux moyens, qui sont plus lisses.

De par les limitations en ordre des méthodes numériques implémentées dans Fluent, la discrétisation des différents termes des équations de conservation est d'ordre 2. Une augmentation en ordre de ces schémas permettrait probablement une amélioration des résultats obtenus.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

CHAPITRE 5

Modélisation du développement du jet turbulent issu de la torche Axial III+ par approche LES

Structure du chapitre 5

5.1 Caractérisation du jet 218
5.2 Résultats moyens 222
5.3 Échelles de turbulence 226
5.4 Conclusion 230

5.5 Comparaison des résultats de l'approche LES à ceux issus d'une approche URANS couplée à des conditions aux limites d'entrée instationnaires issues de la torche F4 231
5.5.1 Conclusion 234

5.6 Comparaison des temps caractéristiques relatifs à l'écoulement avec les constantes relatives aux mécanismes de traitement de la suspension 234

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Le modèle numérique du développement du jet de plasma issu de la torche F4MB, par approche LES, mis en place au chapitre précédent, est appliqué directement à la torche Axial III+, modélisée au préalable par J.Perambadur postdoctorant à l'IRCER, via une approche MHD à l'ETL [118]. Les profils de vitesse et de température issus du calcul MHD présentés au chapitre 2 sont imposés comme conditions aux limites d'entrée à la simulation du jet turbulent (via un chaînage entre les deux codes de CFD, *code_Saturne* et Ansys Fluent).
Les paramètres numériques optimaux déterminés dans les simulations du développement du jet avec la torche F4MB sont retenus pour la simulation avec la torche Axial III+ :

- Solveur implicite totalement couplé ;
- Schéma hybride "centré-borné" pour la discrétisation spatiale des termes convectifs des différentes équations de conservation ;
- Discrétisation de deuxième ordre à trois temps pour le terme temporel ;
- Pour la modélisation de sous maille : modèle WALE pour la viscosité turbulente, modèles à nombre de Prandtl et nombre de Schmidt turbulents imposés respectivement à 0,85 et 0,7 pour la conductivité thermique et la diffusivité des espèces turbulentes.

Le pas de temps de simulation est déterminé en respectant une CFL égale à l'unité, condition nécessaire pour assurer une convergence aboutie en simulation des grandes échelles, même avec un solveur totalement implicite. Ainsi, celui-ci est calculé pour le cas le plus contraignant (vitesse maximale $\sim$ 2140 m/s et plus petite discrétisation spatiale dans la direction de l'écoulement $\Delta z \sim 0,1$mm), ce qui aboutit à un pas de temps de simulation de 4×10^{-8}s.
Compte tenu du pas de temps de simulation ainsi que de l'intervalle de temps d'enregistrement des résultats du calcul MHD (4×10^{-6}s pour la torche Axial III+), les profils instationnaires de vitesse et de température à l'entrée du domaine sont mis à jour tous les 100 Δt.

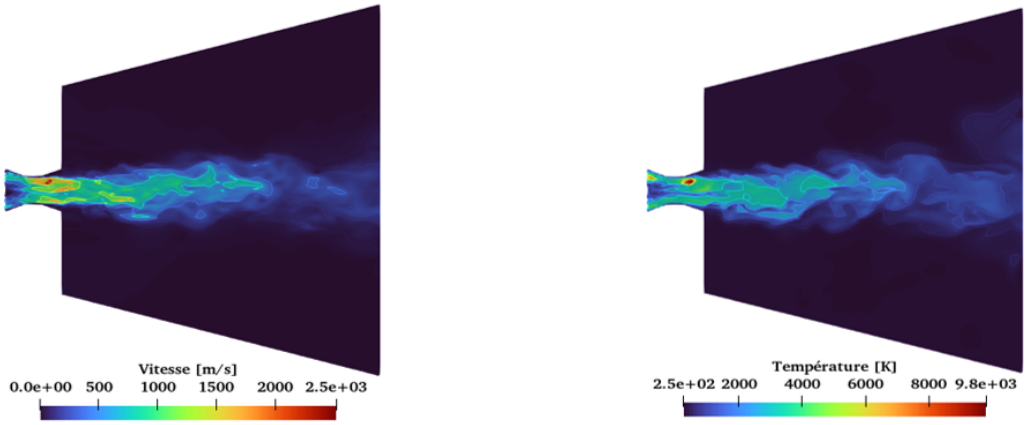
L'étude qui suit consiste à déterminer les champs d'écoulement du jet plasma issu de la torche Axial III+, la topologie du jet final qui se forme par convergence des trois jets distincts, les zones de transition à la turbulence, ainsi que son intensité. L'estimation des échelles spatiales et temporelles caractéristiques de la turbulence dans le jet est également effectuée par différentes méthodes (autocorrélations spatiales, analyse POD et analyse spectrale).

5.1 Caractérisation du jet

Les figures 5.1 et 5.2 représentent les champs de vitesse, de température et de fraction massique d'air dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, à l'instant de simulation t=T+T/3. Elles montrent que les vitesse et température maximales (2500 m/s et 9800 K) sont atteintes localement au niveau du col de la tuyère et ne dépassent pas 1500 m/s et 5000 K en sortie de tuyère au cœur du jet, puis décroissent au travers de la couche de mélange. Ces valeurs en sortie de tuyère montrent que le jet est 2,7 fois plus lent et que sa température est 3,4 fois plus faible que celle du jet issu de la torche F4. Le champ de fraction massique

Licence CC BY-NC-ND 3.0

d'air (5.2) montre que le mélange du plasma avec l'air se forme en périphérie du jet, au niveau de la partie divergente de la tuyère, du fait d'une absence d'expansion du jet à la sortie dans ces conditions d'écoulement subsonique. Cette hypothèse est confirmée en figure 5.3a , qui représente le nombre de Mach dans le domaine et qui montre que celui-ci atteint très localement 1,1 au niveau du col de la tuyère ainsi que dans le cœur du jet du fait du pic de vitesse, mais que l'écoulement reste globalement compressible subsonique.



(a) (b)

FIGURE 5.1 – Champ de vitesse (a) et de température (b) dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche Axial III+.

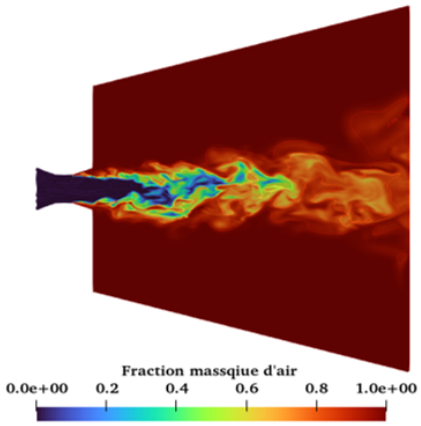
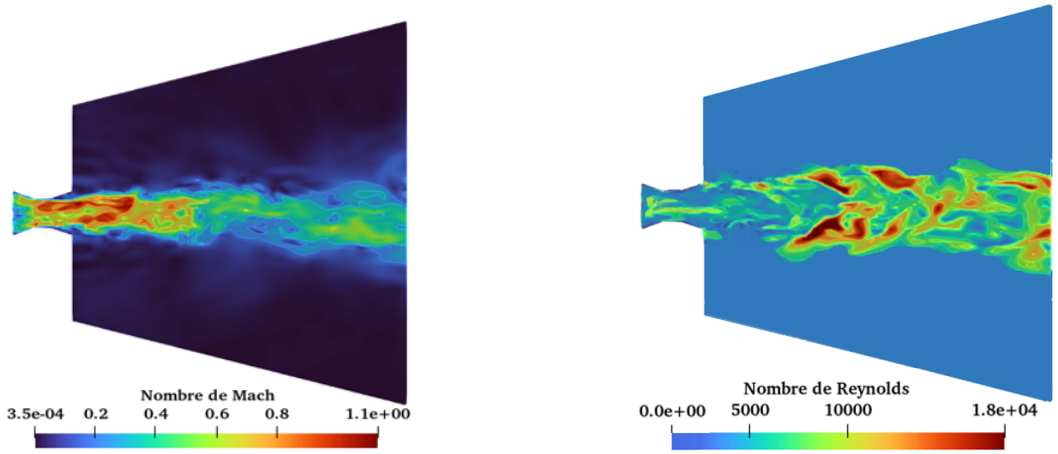


FIGURE 5.2 – Champ de fraction massique d'air dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche Axial III+.

La figure 5.3b , qui représente le nombre de Reynolds dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, montre que celui-ci atteint une valeur de 18 000 dans la couche de mélange à partir de 30 mm en aval de la sortie du divergent, alors qu'il ne dépassait pas 12 000 avec la torche F4. Ceci pourrait s'expliquer par la température d'écoulement qui est beaucoup plus faible dans ce cas, à laquelle correspond une viscosité moléculaire plus faible, qui contrebalancerait l'effet de la faible vitesse du jet (par comparaison à la torche F4), aboutissant ainsi à des nombres de Reynolds plus élevés.

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) (b)

FIGURE 5.3 – Nombre de Mach (a) et nombre de Reynolds (b) dans une coupe dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche, à l'instant t=T+T/3

La figure 5.4 montre le développement des trois jets de plasma au niveau de la tuyère convergente-divergente ainsi que leur interaction, pour quatre isothermes à 5000 K, 4000 K, 3500 K et 3000 K, coloriés par la fraction massique d'Ar-H_2, à un instant de la période de fluctuation de l'arc électrique correspondant à T+T/3. Pour les isothermes supérieurs à 4000 K, les jets restent distincts sans émerger de la tuyère, alors qu'en dessous de 3500 K, ils forment un seul jet asymétrique du fait du déphasage temporel appliqué au niveau des conditions aux limites d'entrée, qui est très perturbé et inhomogène après la sortie de tuyère du fait du développement de la turbulence et du mélange avec l'air ambiant.

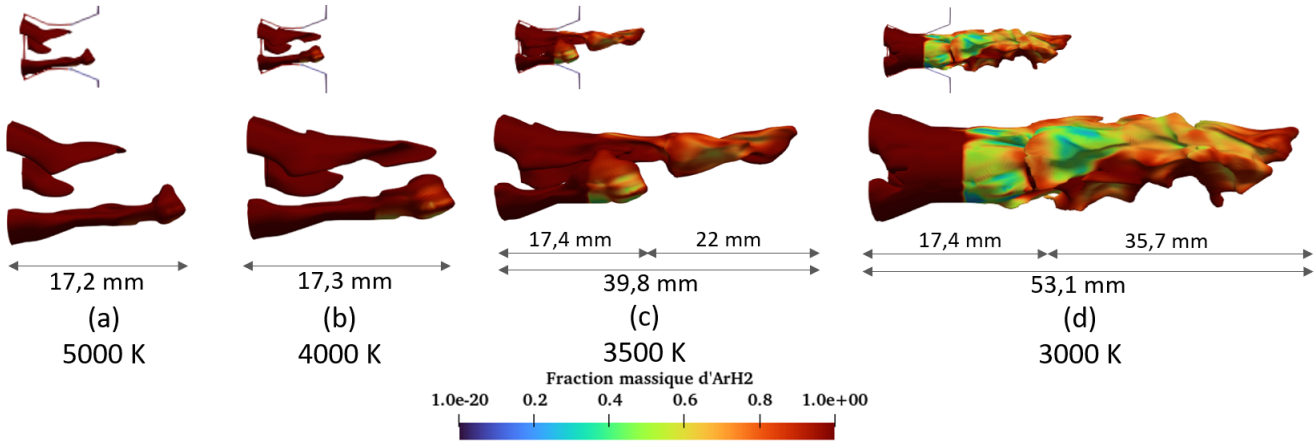


FIGURE 5.4 – Évolution des trois jets distincts dans la tuyère pour différentes isothermes à 5000 K (a), 4000 K (b), 3500 K (c) et 3000 K (d) coloriées par la fraction massique d'Ar H_2, à un instant correspondant à t=T+T/3.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

La figure 5.5 qui représente l'évolution du jet, caractérisée par une isotherme à 2000 K, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2 à trois instants de la période de fluctuation d'arc (T, T+T/3 et T+2T/3), montre qu'il est asymétrique, très perturbé en sa périphérie au niveau de la couche de mélange avec des détachements de bouffées chaudes et froides convectées axialement par l'écoulement. Ceci reflète la capacité du modèle à reproduire les caractéristiques observées dans les jets plasma. Après la sortie du divergent, la longueur du jet définie par cette isotherme varie entre 42 mm et 71 mm.

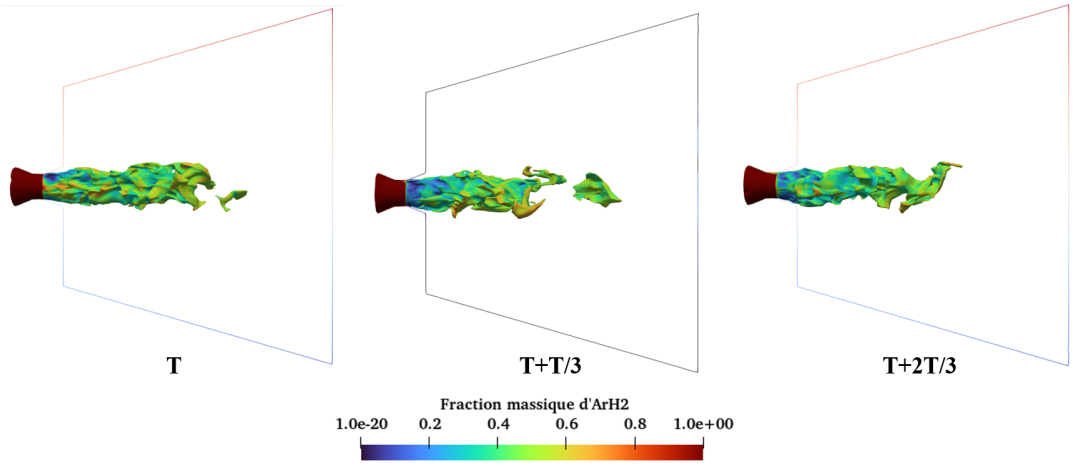


FIGURE 5.5 – Évolution du jet représentée par une isotherme à 2000 K à 3 instants de la période de fluctuation d'arc T correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2.

La figure 5.6 qui représente une iso-contour à 1 000 000 du critère-Q défini à l'instant t=T+T/3 montre que l'intensité des structures tourbillonnaires est plus élevée à proximité de la couche de mélange, avec une augmentation visible de leur nombre vers l'aval (jusqu'à $\sim$ 60 mm en aval de la sortie), du fait du développement de la turbulence. Ces structures cohérentes ont une forme de tube allongé, comme avec l'écoulement issu de la torche F4, cependant, on constate une présence beaucoup plus significative de structures transverses non alignées avec l'écoulement.

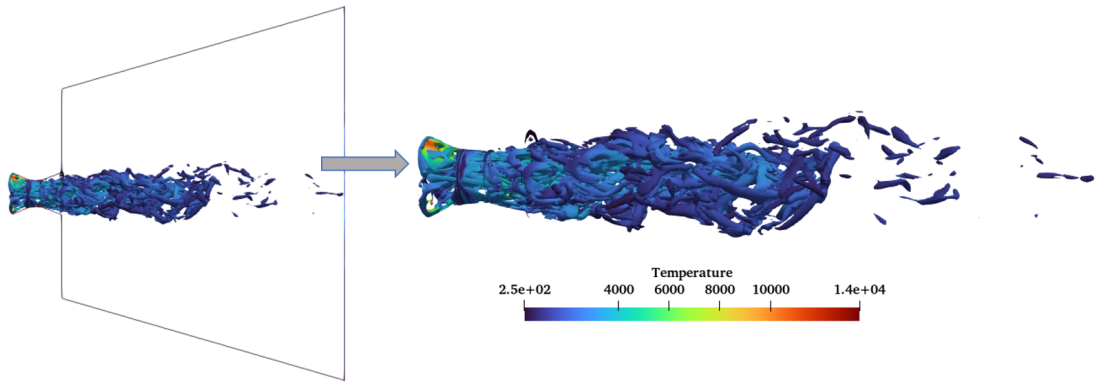


FIGURE 5.6 – Structures cohérentes identifiées par une iso-valeur du critère-Q à 1 000 000, coloré par la température, à l'instant t=T+T/3

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Une comparaison des champs d'écoulement numériques avec les résultats expérimentaux de Zimmermann et al. [35] obtenus en sortie de la tuyère convergente-divergente est effectuée, malgré le fait que les conditions de fonctionnement de la torche Axial III+ soient différentes : I/3=230 A, N_2-H_2 à 112-38 Nl/min dans les expériences, alors que dans nos simulations, nous avons I/3= 200 A, Ar-H_2 à 75-25 Nl/min. Le but est donc de regarder grossièrement si les simulations du développement des trois jets distincts sont en accord qualitatif avec les observations expérimentales réalisées par la technique de tomographie informatique (TI), qui est une méthode d'imagerie reconstructive. La figure 5.7 illustre la comparaison effectuée entre ces champs à 3 instants différents de la simulation T, T+T/3 et T+2T/3, espacés de 65 μs, ce qui correspond approximativement au décalage temporel expérimental entre les trois photographies du jet (63 μs), les légendes correspondent à : (a) résultats numériques, (b) photographie originale expérimentale du développement du jet, et (c) images expérimentales traitées par une transformation en couleur. Les contours des trois jets distincts prédits par les simulations établies pour une isotherme de température à 3200 K montrent que le développement des jets est assez proche des observations expérimentales : i) les trois jets distincts ne fusionnent pas directement à la sortie de tuyère, et la distance nécessaire pour que ces derniers se réunissent est estimée à 30 mm, selon Zimmermann et al. [35] dans leurs conditions expérimentales (ligne pointillée rouge sur la figure). Cependant, nos résultats numériques montrent que cette distance serait plus courte (approximativement 15 mm) pour nos conditions opératoires, le centre du jet à la sortie de la tuyère ne représente donc pas forcément la zone la plus chaude ; ii) le jet plasma est fortement instationnaire du fait des fluctuations des trois arcs électriques dans les trois torches distinctes, impliquant des hétérogénéités de distribution de vitesse et de température, telles qu'observées par Zimmermann et al. [35].

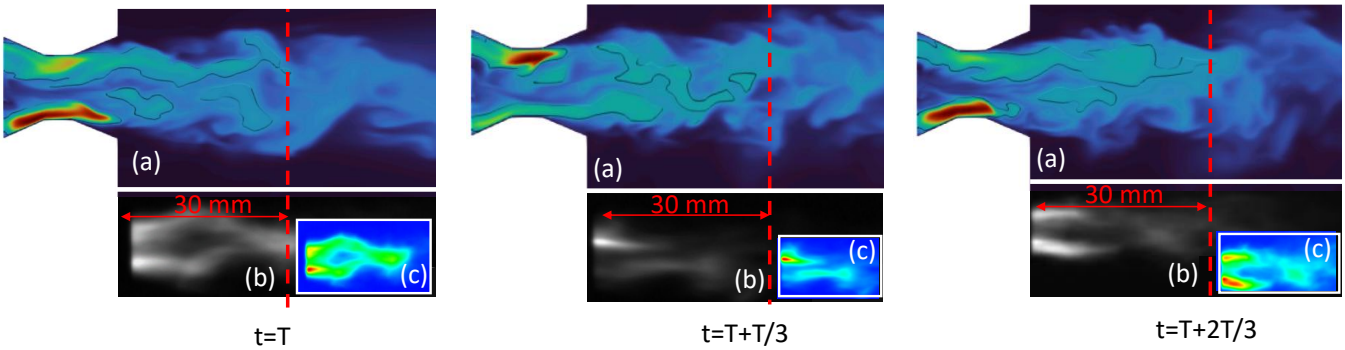


FIGURE 5.7 – Comparaison du développement des trois jets distincts sur l'axe de la torche Axial III+, à trois instants correspondants à T, T+T/3 et T+2T/3, par rapport aux résultats expérimentaux de Zimmermann et al. [35].

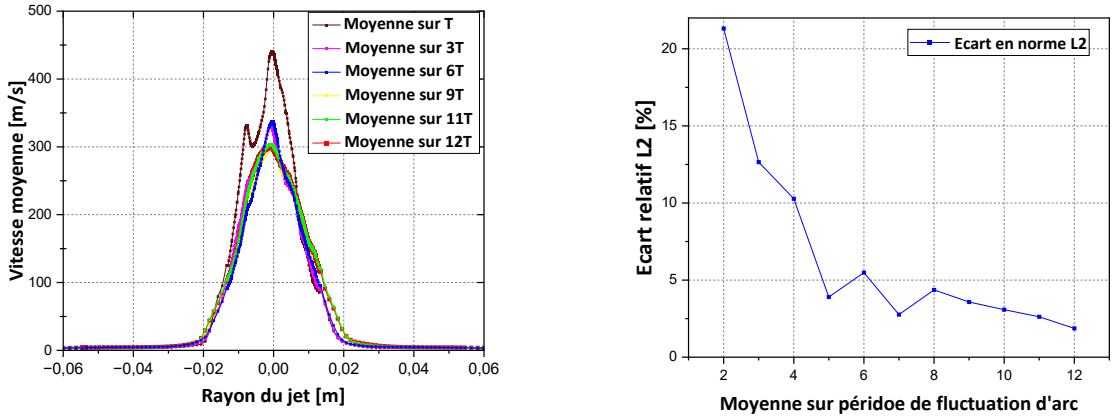
5.2 Résultats moyens

Convergence statistique en moyenne temporelle

Du fait des différences importantes qui existent au niveau de la structure des jets issus des deux torches F4MB et Axial III+, l'étude de la convergence en moyenne temporelle des champs d'écoulement est refaite dans cette configuration afin de déterminer le nombre de périodes de fluctuation de l'arc électrique issues

Licence CC BY-NC-ND 3.0

d'un signal complet de la torche modélisée à l'ETL, qui est nécessaire au calcul pour permettre une comparaison correcte des différents résultats.
Ces moyennes sont calculées après un temps de calcul minimal de l'ordre de $2{,}6 \times 10^{-4}$ s, qui permet l'advection totale de l'écoulement sur toute la longueur du domaine, qui équivaut à 6500 Δt et à approximativement deux périodes de fluctuation de l'arc électrique. La figure 5.8a représente les profils radiaux moyens de vitesse à 80 mm en aval de la sortie de torche, calculés sur un temps de calcul croissant allant d'une période jusqu'à 12 périodes de fluctuation d'arc. Les moyennes temporelles se stabilisent au terme de 11 périodes de calcul, avec un écart très faible de l'ordre de 1% en norme L^2 au bout de 12 périodes de calcul entre les deux derniers profils moyens successifs (figure 5.8b).



(a) (b)

FIGURE 5.8 – (a) Profil de vitesse radial moyen (en temps) à 80 mm en aval de la sortie de tuyère suivant le nombre de périodes "T" simulées (début de la moyenne à partir de la troisième période de calcul) ; (b) Écart relatif en norme L^2 entre les profils moyens successifs.

Ainsi, les simulations sont réalisées sur 14 périodes de fluctuation de l'arc électrique, avec des moyennes des champs d'écoulement calculées sur les 12 dernières périodes de calcul. Le temps de calcul total est de 70 100 Δt *(*$\Delta t = 4 \times 10^{-8} s$*), soit 0,0028 s, ce qui représente 150 jours en temps réel (*$\sim$ *5 mois), avec un calcul parallélisé sur 80 processeurs logiques de type Intel(R) Xeon(R) Gold.*

Compte tenu du nombre de mailles dans le domaine, qui dépasse les 8 millions, ainsi que du temps de calcul nécessaire pour atteindre la convergence en moyenne temporelle, l'étude de convergence en maillage n'est pas réalisée pour cette configuration compte tenu des temps de calcul prohibitifs qui seraient engendrés.

Champs d'écoulement moyens

La figure 5.10 représente les profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche ainsi que suivant l'axe du haricot 1, qui est la ligne parallèle à l'axe de la torche passant par le centre du haricot 1, qui permet de suivre le développement du jet 1 sur son axe, tel que schématisé en figure 5.9.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

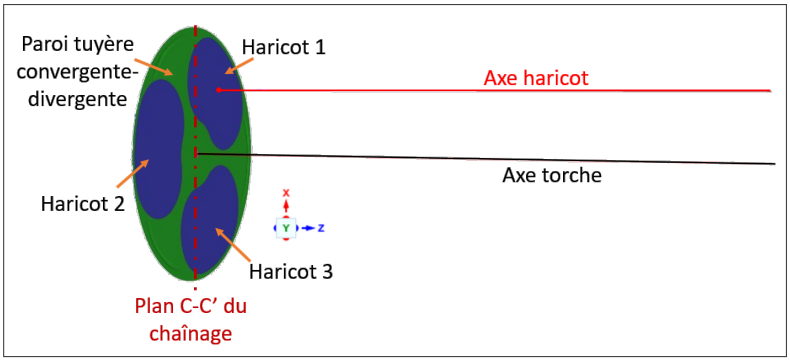
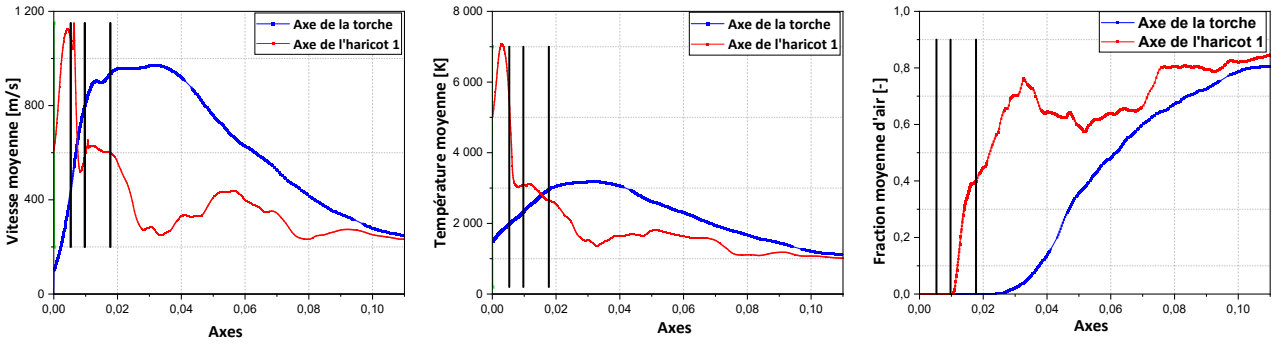


FIGURE 5.9 – Illustration de l'axe de la torche et de l'axe de l'haricot

La figure 5.10 montre qu'à l'intérieur de la tuyère (x< 18 mm), les vitesses et températures augmentent suivant l'axe de la torche du fait de la jonction des trois jets vers le centre, puis atteignent un palier à environ 950 m/s et 3050 K (entre 18 mm et 32 mm), correspondant à la zone allant de la sortie du divergent jusqu'à 14 mm en aval de la sortie, car l'air ambiant n'a pas encore atteint le cœur du jet. On observe ensuite une diminution à 14 mm en aval de la sortie, du fait du mélange avec l'air ambiant qui atteint le cœur potentiel. Cependant, suivant l'axe du haricot (illustré en figure 5.9), les vitesses et températures augmentent au niveau du convergent de la tuyère (de 0 à 5 mm) du fait de la diminution de la section qui se mélange au plasma puis chutent brusquement dans le divergent du fait de la présence d'air (à partir de 10 mm) ainsi que de la faible détente, et continuent de chuter après la sortie de tuyère du fait du mélange. La transition vers la turbulence se produit vers l'abscisse située à 32 mm, où de l'air apparaît au centre du jet, c'est-à-dire vers 15 mm en aval de la sortie de tuyère.

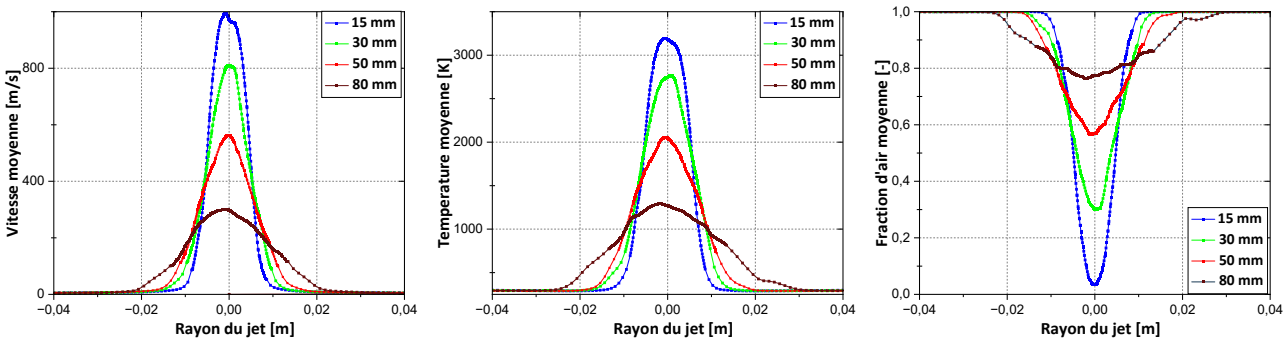


(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 5.10 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche ainsi que l'axe du haricot 1. Les lignes verticales noires représentent les 3 zones de la tuyère : sortie convergent, entrée divergent et sortie divergent.

La figure 5.11, qui représente les profils moyens radiaux des champs d'écoulement à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie du divergent, montre une atténuation et un élargissement des profils en allant vers l'aval de la torche, du fait du mélange avec l'air ambiant.

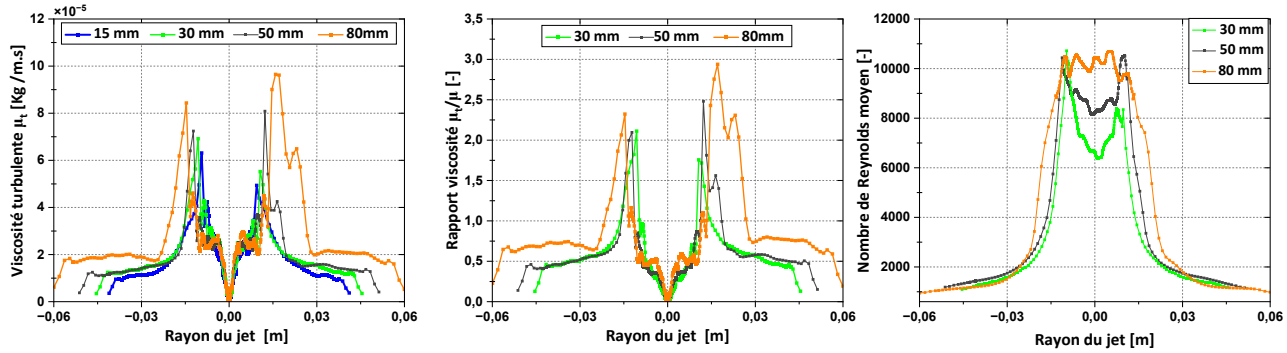
Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 5.11 – Profils radiaux moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie du divergent.

La figure 5.12a qui représente les profils radiaux moyens de viscosité turbulente à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de tuyère montre qu'elle est nulle au centre du jet principal, y compris très en aval, connaît une première augmentation en se décalant vers les jets distincts, probablement du fait d'une turbulence qui s'installe, puis une augmentation brusque dans la couche de mélange du jet principal. Cette viscosité turbulente est deux fois plus importante dans la couche de mélange que celle obtenue avec la torche F4 : probablement parce que l'écoulement est moins chaud et donc moins visqueux, même si sa vitesse est plus faible, ce qui engendre un nombre de Reynolds moyen plus élevé atteignant 10 000 (figure 5.12c), alors qu'il ne dépassait pas 6 000 avec la torche F4. Avec cette torche, le cœur du jet n'est a priori pas laminaire compte tenu de la valeur moyenne du nombre de Reynolds dans la zone centrale ($\sim$ 6000), probablement du fait des températures d'écoulement plus basses et du cisaillement interne supplémentaire entre les trois jets distincts non symétriques qui finissent par interagir et se rejoindre, ce qui favorise probablement l'amplification de la turbulence au centre.



(a) : Viscosité turbulente (b) : Rapport viscosité (c) : Nombre de Reynolds

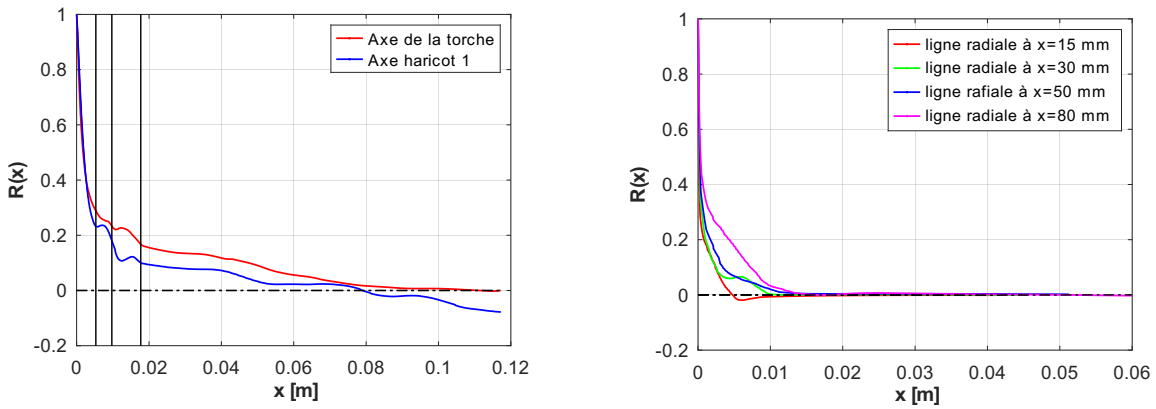
FIGURE 5.12 – Profils radiaux moyens de viscosité turbulente (a), de rapport de viscosité turbulente et moléculaire μ_t/μ (b) ainsi que du nombre de Reynolds moyen à différentes distances situées à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Le rapport entre la viscosité turbulente et la viscosité moléculaire (figure 5.12b) atteint 3 dans la couche de mélange, alors qu'il ne dépassait pas l'unité avec la torche F4, probablement du fait d'une échelle dissipative plus petite dans la couche de mélange, ainsi que d'une résolution spatiale un peu plus grossière, combinée à une viscosité moléculaire plus faible.

5.3 Échelles de turbulence

Afin de déterminer les échelles caractéristiques de turbulence dans l'écoulement plasma, les autocorrélations spatiales, l'analyse POD ainsi que les densités spectrales sont calculées axialement (suivant l'axe de la torche et du haricot) et radialement à différentes positions situées à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.
L'autocorrélation spatiale moyenne, calculée suivant les deux axes ainsi que radialement, présentée en figure 5.13, montre que la fonction connaît une décorrélation très brutale d'environ 80% axialement (à l'intérieur de la tuyère) jusqu'à l'abscisse de 20 mm, puis une diminution plus modérée jusqu'à décorrélation totale à 60 mm en aval de la sortie de torche. Radialement, la décorrélation est raide à toutes les abscisses à cause d'une turbulence plus prononcée dans la couche de mélange, qui devient de plus en plus épaisse en allant vers l'aval de la torche.



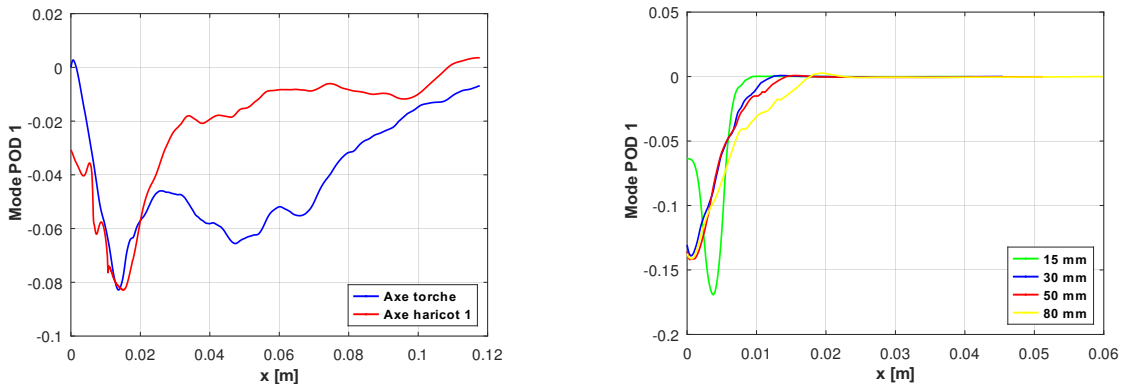
(a) : Autocorrélation axe

(b) : Autocorrélation radiale

FIGURE 5.13 – Autocorrélations spatiales moyennes des fluctuations de vitesse suivant l'axe de la torche, l'axe du haricot 1 et radiales à 15 mm en aval de la sortie du divergent. Les lignes verticales noires représentent les 3 zones de la tuyère : sortie convergent, entrée divergent et sortie divergent.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

L'analyse POD suivant l'axe de la torche, l'axe du haricot 1 (présentée en figure 5.9) ainsi que radialement aux différentes abscisses considérées (15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche) a montré que le niveau d'énergie dans le premier mode est toujours plus important (60%) dans la couche de mélange périphérique au jet qu'axialement (40%), compte tenu du niveau de turbulence qui est beaucoup plus élevé. L'analyse de l'évolution du mode 1 sur l'axe de la torche et du haricot (figure 5.14) montre une variation d'amplitude importante s'étendant axialement à partir de la sortie du divergent ($\sim$ 20 mm) jusqu'à 70 mm en aval de la sortie de la tuyère, probablement en raison de structures turbulentes qui persistent dans l'espace. Cette étendue de variation est beaucoup plus courte suivant l'axe du haricot (variation de l'abscisse 20 mm jusqu'à 30 mm en aval de la sortie de torche), probablement du fait d'une déviation du jet issu du haricot 1 vers le centre et sa jonction avec les deux autres jets. Radialement, l'amplitude de la variation spatiale du mode est plus importante, mais avec une étendue beaucoup moins large du fait d'une turbulence plus marquée dans la couche de mélange, qui est de plus en plus épaisse vers l'aval de la torche.



(a) : Évaluation du mode 1 dans l'axe

(b) : Évaluation du mode 1 suivant le rayon

FIGURE 5.14 – Évaluation spatiale du mode 1 POD sur l'axe de la torche, l'axe du haricot ainsi que suivant les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie du divergent.

La densité spectrale moyenne calculée suivant l'axe de la torche, l'axe du haricot 1 ainsi que radialement à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, présentée en annexe Annexe G figure 53, montre une évolution typique avec la présence des zones caractéristiques de la turbulence : production d'énergie, transfert inertiel et début de la dissipation d'énergie en chaleur. L'échelle de coupure définie par la taille de maille (0,1 mm à 0,3 mm axialement et de 0,03 mm à 0,4 mm radialement dans la couche de mélange) est caractérisée dans le spectre moyen par le début de la zone dissipative ($\sim$ 0,3 mm axialement et $\sim$ 0,1 mm radialement).

Les échelles caractéristiques de la turbulence calculées via ces trois méthodes sont présentées dans le tableau 5.1.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Échelles de turbulence					
Position	**Analyse POD**	**Autocorrélation spatiale**	**Densité spectrale**		
	Structure cohérente	**Échelle intégrale moyenne**	**Échelle intégrale moyenne**	**Échelle Kolmogorov moyenne**	**Temps de Kolmogorov moyen**
Axe torche	39,3 mm	11,2 mm	9,2 mm	0,1 mm	$7{,}6 \times 10^{-5}$s
Axe haricot 1	16,8 mm / 11,7 mm / 7 mm	7,5 mm	9,2 mm	0,4 mm	$6{,}3 \times 10^{-5}$s
Ligne à 15 mm	4,1 mm	0,6 mm	3,2 mm	0,012 mm	$1{,}38 \times 10^{-7}$s
Ligne à 30 mm	3,2 mm	1 mm	3,7 mm	0,011 mm	$1{,}5 \times 10^{-7}$s
Ligne à 50 mm	2 mm	1,3 mm	4,4 mm	0,009 mm	$1{,}8 \times 10^{-7}$s
Ligne à 80 mm	1,5 mm	2,1 mm	5,8 mm	0,007 mm	$2{,}7 \times 10^{-7}$s

TABLEAU 5.1 – Échelles caractéristiques de turbulence déterminées par les différentes méthodes dans l'écoulement plasma issu de la torche Axial III+.

Ces résultats montrent que :

- Les structures cohérentes sur l'axe du jet mesurent 39 mm, ce qui correspond à' la longueur du cœur potentiel du jet, qui fait $\sim$ 33 mm (18 mm dans la tuyère plus 15 mm à l'extérieur de la torche avant la transition à la turbulence) ;
- Les structures cohérentes sur l'axe du haricot sont plus courtes (entre 7 mm et 16 mm) du fait que le jet se développe en se décalant vers le centre pour marquer une jonction avec les deux autres jets ;
- Les échelles intégrales moyennes L suivant l'axe du jet et l'axe du haricot sont respectivement de l'ordre de 11 mm et 7,5 mm via autocorrélation spatiale, et de 9 mm via la densité spectrale. Elles sont

Licence CC BY-NC-ND 3.0

plus faibles que le diamètre du divergent de la tuyère (14,9 mm) en raison d'une absence d'expansion du jet directement à la sortie ;

- Radialement, l'échelle intégrale moyenne est de plus en plus grande en allant vers l'aval de la torche (comme avec la torche F4) du fait de l'élargissement de la couche de mélange, avec une plage de variation qui s'étend de 0,6 mm à 2,1 mm via l'autocorrélation et de 3,2 mm à 5,8 mm via la densité spectrale, dans la zone située entre 15 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche. Dans ce cas, ces deux approches ont conduit à des estimations d'échelles assez différentes ;
- L'échelle de Kolmogorov moyenne est de l'ordre de 0,1 mm sur l'axe de la torche. Radialement, celle-ci est de plus en plus petite en s'éloignant vers l'aval de la torche (comme pour la torche F4) du fait d'un transfert inter-échelle plus important induit par une turbulence plus intense. Cette échelle varie de 0,01 mm à 15 mm en aval de la sortie de torche à 0,007 mm à 80 mm en aval de la sortie ;
- Le temps de Kolmogorov moyen est de l'ordre de 5×10^{-5}s sur l'axe de la torche, et de 10^{-7}s radialement, il augmente légèrement lorsqu'on s'éloigne de la sortie de torche de manière similaire aux simulations avec la torche F4, traduisant ainsi des structures turbulentes de moins en moins rapides, probablement du fait de la baisse de l'énergie turbulente, qui ralentirait la dynamique des petites structures estimée par leur vitesse de fluctuation, réduisant ainsi leur temps caractéristique.

Globalement, les échelles intégrales sont plus grandes dans cet écoulement issu de la torche Axial III+ que dans celui issu de la torche F4, que ce soit sur l'axe du jet ou radialement, respectivement avec un rapport de 1,3 et 1,4 fois. Ceci pourrait s'expliquer par un diamètre de sortie de tuyère plus grand ($\sim$ 14 mm contre 6 mm pour la torche F4), ce qui induirait la génération d'échelles intégrales plus grandes axialement. Radialement, cela s'explique par le fait que la couche de mélange est beaucoup plus large dans le jet issu de la torche Axial III+ que dans celui issu de la torche F4.

Cependant, et comme on pouvait s'y attendre, les échelles dissipatives sont beaucoup plus petites dans l'écoulement issu de la torche Axial III+ que dans celui issu de la torche F4, que ce soit axialement ou radialement, avec respectivement un rapport de 8 et de 3 à 6 radialement selon la position. Ceci s'explique par le fait que cet écoulement est beaucoup plus turbulent, caractérisé par des nombres de Reynolds moyens 2,5 fois plus importants dans la couche de mélange par rapport à celui issu de la torche F4, ce qui influe directement sur la taille des échelles dissipatives. La même tendance est observée avec le temps de Kolmogorov moyen, qui est 50 fois plus faible dans l'écoulement issu de la torche Axial III+, du fait d'une dynamique dissipative plus rapide et donc d'un renouvellement des structures plus rapide.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

5.4 Conclusion

L'écoulement issu de la torche Axial III+ est beaucoup plus turbulent que celui induit par la torche F4, du fait des températures beaucoup plus faibles et donc d'une viscosité moléculaire réduite, qui atténue beaucoup moins la turbulence générée par le gradient de vitesse entre le jet de plasma et l'air ambiant, malgré le fait que ce dernier soit plus faible. Ces phénomènes turbulents seraient également accentués par le cisaillement entre les trois jets distincts (en sortie) déphasés temporellement lors de leur rencontre, ce qui induirait donc plus d'instabilité.

En se basant sur la taille moyenne des échelles dissipatives axiale (0,1 mm) et radiales (qui varie de 0,007 mm à 0,01 mm selon la position), ainsi que sur la taille des mailles dans le domaine de calcul (qui varie de 0,09 mm à 0,3 mm axialement et de 0,03 mm à 0,4 mm radialement dans la couche de mélange), on constate que les petites échelles sont pratiquement toutes résolues axialement. Cependant, radialement, les échelles dont la taille est inférieure à 0,03 mm sont modélisées via le modèle de sous maille. De ce fait, les échelles dissipatives sont toutes modélisées dans la couche de mélange.

Le pas de temps de simulation 4×10^{-8}s est nettement inférieur au temps moyen de Kolmogorov, qui est supérieur à 10^{-7}s, ce qui permet une résolution précise de la totalité des échelles temporelles.

Pour une modélisation plus rigoureuse de ce cas (torche Axial III+), il serait préférable de raffiner le maillage dans la couche de mélange dans les études futures, afin de résoudre une étendue plus importante d'échelles et ainsi une partie des échelles dissipatives, afin de vérifier que le modèle de sous maille modélise correctement ces échelles.

De par ces résultats, le traitement thermocinétique des gouttelettes et des particules dans les jets plasma issus des torches F4 et Axial III+ sera différent, car au-delà du fait que l'une est à injection radiale et l'autre axiale directement au cœur du jet, il s'avère que :

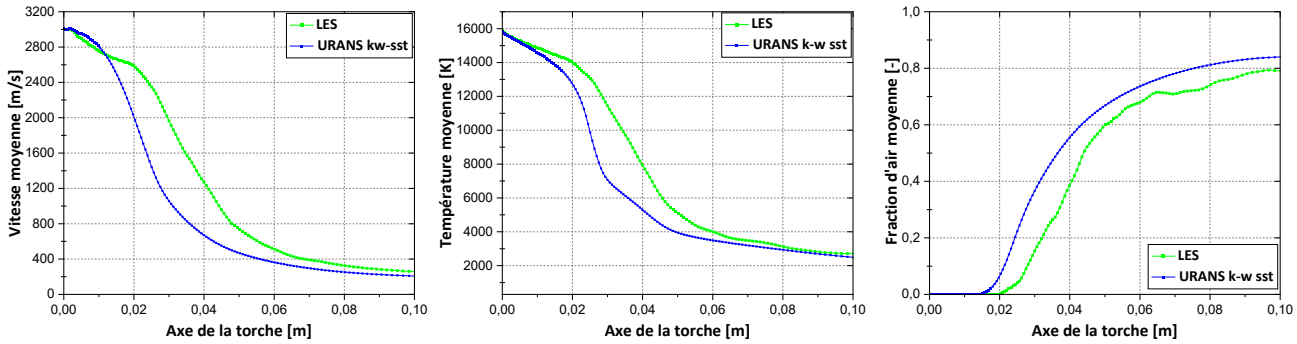
- l'écoulement issu de la torche F4 est moins turbulent, mais les vitesses et températures atteintes par le jet sont plus élevées, le temps de séjour des particules est donc plus court, mais celles-ci seront tout de même mieux chauffées ;
- l'écoulement issu de la torche Axial III+ est plus turbulent, mais les vitesses et températures sont plus faibles. Donc, le temps de séjour des particules est plus long, mais il est associé à un chauffage plus faible.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

5.5 Comparaison des résultats de l'approche LES à ceux issus d'une approche URANS couplée à des conditions aux limites d'entrée instationnaires issues de la torche F4

Afin de déterminer s'il est possible de faire une réduction de modèle pour diminuer les temps de calcul, une approche URANS, basée sur le modèle de fermeture $k-\omega$ SST, est mise en œuvre, en s'appuyant sur le modèle numérique optimal mis au point avec l'approche LES (maillage, pas de temps, schémas numériques). Le but est de voir si l'on peut retrouver les caractéristiques essentielles de la turbulence en se passant d'une approche LES coûteuse en temps CPU, du fait des maillages exigés par cette dernière, en comparaison avec une approche URANS, et ce, sans perte d'information essentielle vis à vis du traitement de la suspension. De ce fait, la géométrie la plus simple basée sur la torche F4 est utilisée, avec des profils de vitesse et de température imposés à l'entrée du domaine, issus de la pseudo-période de fluctuation d'arc, dupliquée dans le temps. Les résultats obtenus avec cette approche URANS sont moyennés de manière similaire à ceux issus de l'approche LES (calcul sur 15 pseudo-périodes et moyenne sur les 13 dernières) pour qu'ils soient comparables.

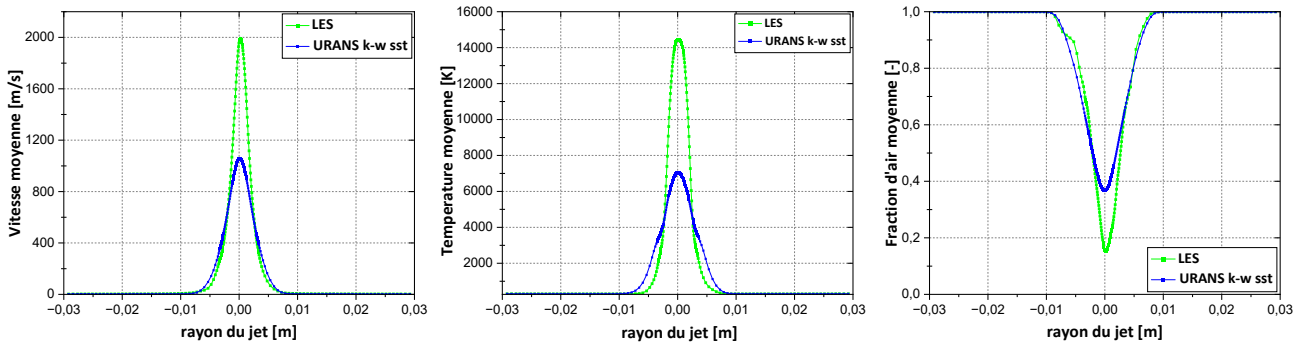
La figure 5.15 représente les profils moyennés en temps de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche, issus des deux approches de modélisation LES et URANS. Elle montre que la transition à la turbulence est plus précoce avec le modèle URANS, pour lequel la longueur du cœur potentiel du jet est plus courte ($\sim$ 15 mm contre 22 mm pour l'approche LES). Cette transition plus rapide à la turbulence conduit à une diminution des champs d'écoulement et à une augmentation du mélange plasma-air ambiant, comme cela est montré sur les figures 5.16 et 5.17, qui représentent les profils radiaux moyens des champs d'écoulement respectivement à 30 mm et à 80 mm en aval de la sortie de torche, même si, à 80 mm en aval, l'écart entre les profils se réduit.



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

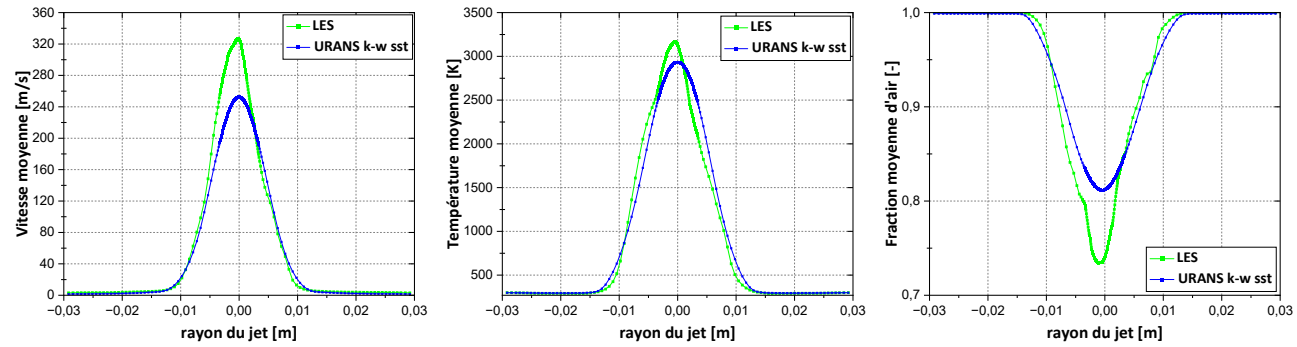
FIGURE 5.15 – Profils moyens de vitesse, de température et de fraction massique d'air suivant l'axe de la torche, en fonction d'une modélisation URANS et d'une modélisation LES

Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

FIGURE 5.16 – Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction d'une modélisation URANS et d'une modélisation LES



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction massique d'air

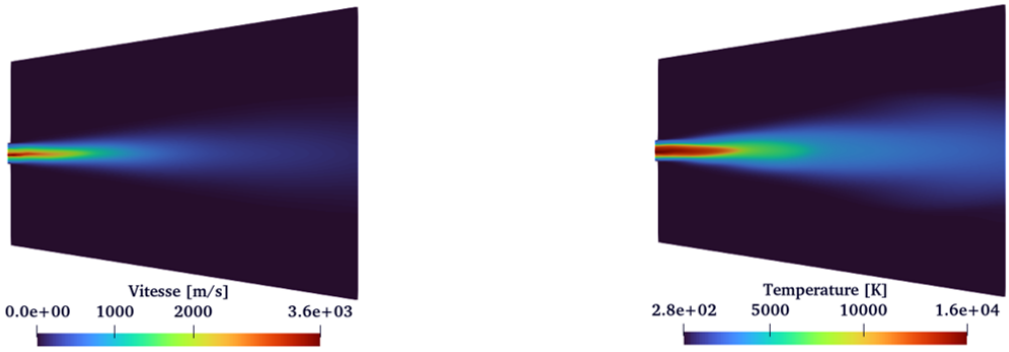
FIGURE 5.17 – Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction d'une modélisation URANS et d'une modélisation LES

Les champs de vitesse, de température et de fraction massique d'air dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche à l'instant t=T+T/3 sont représentés sur les figures 5.18 et 5.19. Elles montrent que le jet est très stable, même si l'on peut observer une légère fluctuation de celui-ci dans sa zone centrale, probablement du fait de la dissymétrie des profils d'entrée issus de l'approche MHD. Néanmoins, aucun tourbillon ne se forme, la couche de mélange n'est pas déstabilisée et aucune "bouffée" de plasma ne s'est détachée, contrairement à l'approche LES. Ceci serait une conséquence du modèle URANS, qui est plutôt dissipatif et lisserait les gradients, malgré le fait qu'il utilise des conditions aux limites d'entrée instationnaires qui seraient susceptibles d'amorcer la turbulence.

La figure 5.20 qui représente l'évolution du jet caractérisée par une isotherme à 3200 K, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2 à trois instants de la période de fluctuation d'arc (T, T+T/3 et T+2T/3), confirme qu'il est assez symétrique, homogène en termes de répartition de la fraction d'air, stable et non perturbé au niveau de la couche de mélange, et sans aucun détachement de bouffées chaudes et froides. Le critère-Q calculé pour différents iso-contours (même similaires à ceux utilisés pour afficher le critère-Q issu de l'approche LES) et pour différents instants de la période de fluctuation d'arc ne montre aucune présence de

Licence CC BY-NC-ND 3.0

tourbillon dans le jet, même dans la couche de mélange. Ceci montre qu'aucune structure tourbillonnaire ne peut être initiée par l'approche URANS, même si celle-ci utilise des conditions aux limites instationnaires, non-uniformes spatialement et temporellement, et qui présentent différents points d'inflexion dans les profils. De ce fait, cette étude prouve qu'une modélisation URANS est incapable de rendre compte de la diversité des échelles turbulentes qui caractérisent l'écoulement et qui pourraient affecter le traitement de la suspension.



(a) (b)

FIGURE 5.18 – Champ de vitesse (a) et de température (b) dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche F4 à l'instant t=T+T/3.

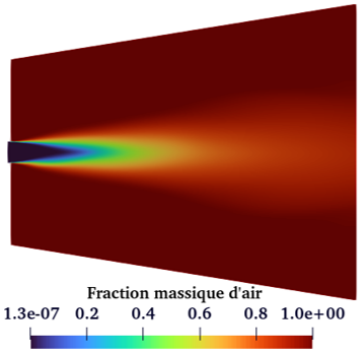


FIGURE 5.19 – Champ de fraction massique d'air dans le plan de symétrie passant par l'axe de la torche F4, à l'instant t=T+T/3.

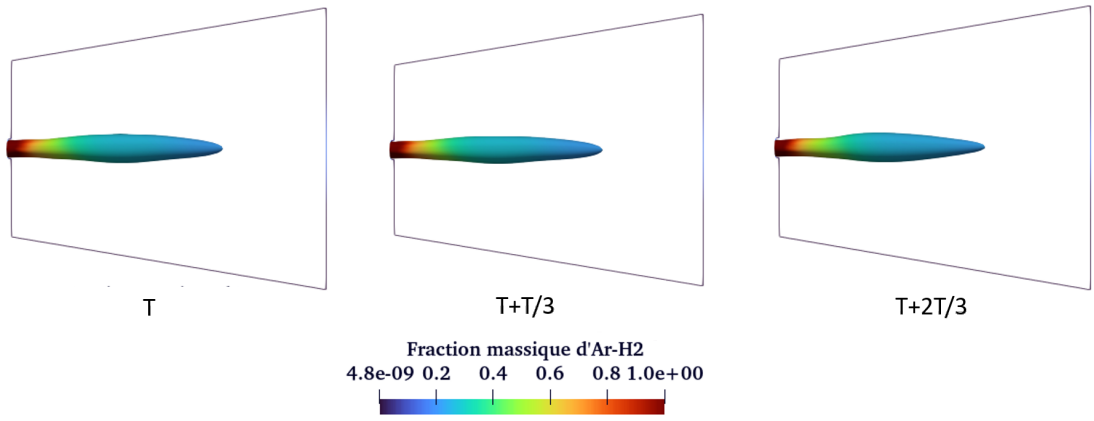


FIGURE 5.20 – Évolution du jet représentée par une isotherme à 3200 K à 3 instants de la période de fluctuation d'arc T correspondant à T, T+T/3 et T+2T/3, coloriée par la fraction massique d'Ar-H_2.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

5.5.1 Conclusion

L'approche URANS, même couplée à des conditions aux limites instationnaires issues de la modélisation MHD de la torche, est incapable de représenter fidèlement et correctement les caractéristiques de la turbulence dans les jets de plasma. Étant très dissipative, compte tenu de sa physique qui est basée sur des moyennes, elle perd toute description instantanée de l'écoulement et n'est pas capable d'initier les structures tourbillonnaires. En outre, même les résultats moyennés des champs d'écoulement issus de cette approche ne sont pas comparables à ceux moyennés issus de l'approche LES, car la transition à la turbulence est toujours plus rapide avec l'approche URANS, ce qui conduit à une sous estimation des différents champs d'écoulement moyens.
De ce fait, une réduction de modèle par substitution de l'approche LES par une approche URANS n'est pas envisageable.

5.6 Comparaison des temps caractéristiques relatifs à l'écoulement avec les constantes relatives aux mécanismes de traitement de la suspension

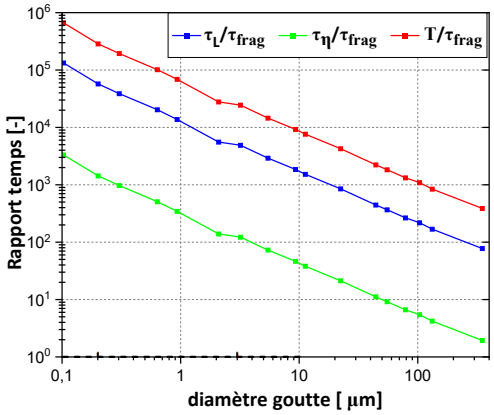
Afin de déterminer si les phénomènes turbulents et les fluctuations du jet de plasma, induites par la dynamique de l'arc électrique, influent significativement sur les mécanismes de traitement de la suspension injectée dans le jet de plasma, les temps caractéristiques de fragmentation τ_{frag}, d'évaporation $\tau_{\text{évap}}$ et d'accélération τ_{iner} de gouttes de différents diamètres, établis par Chergui et al. [48] dans des conditions de projection de céramique, sont comparés aux temps intégral τ_L et de Kolmogorov τ_η correspondants respectivement aux structures turbulentes les plus lentes et les plus rapides, déterminés dans les écoulements issus des torches F4 et Axial III+, ainsi qu'au temps caractéristique des fluctuations de l'arc électrique dans les torches T, résumés dans le tableau 5.2.

Torches	**T [s]**	**Temps de turbulence [s]**		**Temps des mécanismes de suspension en fct du diamètre [s] [48]**		
		τ_L	τ_η	τ_{frag}	τ_{iner}	$\tau_{évap}$
F4	5×10^{-5}	4×10^{-5}	10^{-6}	3×10^{-11} à 10^{-7}	8×10^{-8} à 9×10^{-2}	7×10^{-9} à 4×10^{-3}
Axial III+	2×10^{-4}	4×10^{-5}	10^{-7}			

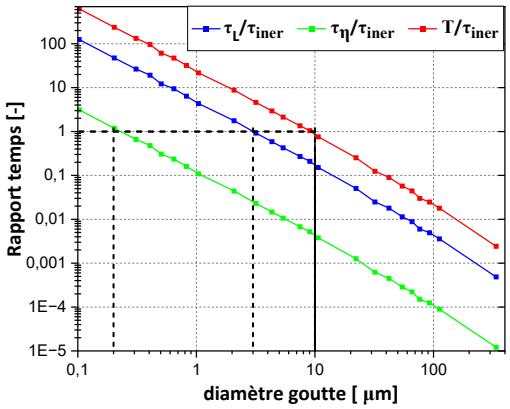
TABLEAU 5.2 – Temps caractéristiques de la turbulence, des fluctuations de l'arc et des mécanismes de traitement de la suspension en fonction du diamètre des gouttes.

A partir de ces données, les rapports entre les temps caractéristiques de turbulence (intégral τ_L et de Kolmogorov τ_η), le temps caractéristique des fluctuations de l'arc électrique T, et les différents temps caractéristiques de traitement de la suspension en fonction des diamètres des gouttes, ont été calculés et sont présentés dans les figures 5.21a, 5.21b et 5.21c.

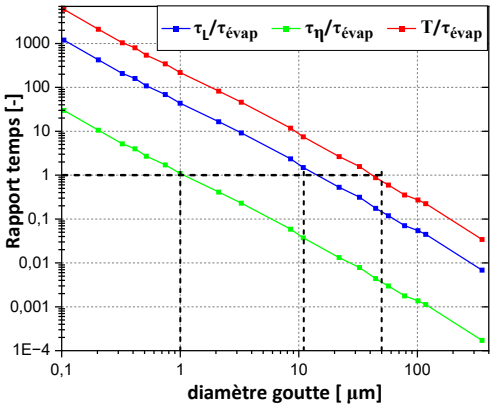
Licence CC BY-NC-ND 3.0



(a) Rapport des temps caractéristiques et temps fragmentation



(b) Rapport des temps caractéristiques et temps d'inertie



(c) Rapport des temps caractéristiques et temps d'évaporation

FIGURE 5.21 – Rapport des différents temps caractéristiques de la turbulence (intégrale τ_L, Kolmogorov τ_η), des fluctuations d'arc T et des temps relatifs aux mécanismes de traitement de la suspension (fragmentation τ_{frac}, évaporation $\tau_{\text{évap}}$ et accélération τ_{iner}), en fonction des diamètres des gouttes.

Ainsi, il apparaît que, pour chacun des phénomènes étudiés :

1. **Fragmentation :** les constantes de temps des structures turbulentes les plus lentes τ_L, les plus rapides τ_η et des fluctuations de l'arc T sont largement supérieures au temps de fragmentation τ_{frag} pour toute la gamme de diamètres de goutte étudiée, ce qui implique que la turbulence et les fluctuations de l'arc influent significativement sur la fragmentation. Cependant, comme la fragmentation (surtout primaire) se déroulerait avant l'apparition de la turbulence (dans le cas d'une injection radiale), celle-ci ne serait donc affectée significativement que par les fluctuations de l'arc électrique. Toutefois, dans le cas d'une injection axiale au cœur du jet, qui est a priori turbulent d'après nos calculs pour le cas de la torche Axial III+, ces structures turbulentes pourraient également affecter cette dernière dans la zone d'injection ;

Licence CC BY-NC-ND 3.0

2. **Temps de séjour et accélération :** les structures turbulentes les plus rapides et les plus lentes influent significativement sur l'accélération des petites gouttes dont le diamètre est inférieur respectivement à 0,2 μm et 3 μm, puisque le rapport est supérieur à l'unité (ligne discontinue noire en figure 5.21b. Les fluctuations de l'arc influent significativement sur l'accélération des gouttes dont le diamètre est inférieur à 10 μm ;

3. **Temps d'évaporation :** les structures turbulentes les plus rapides, les plus lentes et les fluctuations de l'arc influent significativement sur l'évaporation des gouttes dont le diamètre est inférieur respectivement à 1μm, 10μm et 50 μm.

Cette analyse permet de conclure que les phénomènes turbulents et les fluctuations de l'arc électrique influent sur tous les mécanismes de traitement de la suspension : i) de façon plus significative pour la fragmentation (dans le cas d'une injection axiale pour la turbulence à condition que celle-ci rencontre une grosse structure) pour toute la gamme de diamètres de gouttes ; ii) de façon moins importante sur l'accélération et l'évaporation, en agissant seulement sur une gamme de gouttes plus réduite dont le diamètre est faible pour l'accélération (<3 μm pour la turbulence et <10 μm pour les fluctuations d'arc) ou intermédiaire pour l'évaporation (<10μm pour la turbulence et < 50 μm pour les fluctuations de l'arc). Ainsi, la modélisation du jet turbulent doit rendre compte de l'instationnarité et de la large gamme d'échelles turbulentes présentes dans l'écoulement.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Conclusion générale

Cette thèse fait partie d'un projet région plus global dont l'objectif final est le développement d'un jumeau numérique du procédé SPS, avec une torche de projection de type METTECH Axial III+ à injection axiale, afin d'établir la relation entre les différents paramètres du procédé et la microstructure du dépôt. Le travail réalisé porte plus précisément sur la modélisation tridimensionnelle, instationnaire, réaliste et précise du développement du jet plasma turbulent dans l'air ambiant, car ils conditionnent directement les trajectoires des gouttelettes et des particules de faible inertie qui y sont injectées, et donc leur traitement cinématique et thermique.

L'étude numérique est réalisée avec le code CFD Ansys Fluent pour un écoulement multi-espèces supposées non réactives, et une résolution simultanée et implicite des équations de conservation, du fait de la nature de l'écoulement dont la physique est fortement couplée : la compressibilité est prise en compte dans le modèle à travers une correction de la masse volumique du mélange par la pression dans l'algorithme de calcul des propriétés, basé sur des lois de mélange, ainsi que l'utilisation d'un solveur de résolution (basé sur la densité) dont la formulation intègre un couplage entre les variables pression-température-densité via l'équation d'état des gaz parfaits. La stratégie de modélisation allie l'approche de modélisation des grandes échelles (LES), qui permet d'assurer une représentation précise des caractéristiques de la turbulence dans les jets plasma avec coexistence des zones laminaires et turbulentes, à une résolution de l'arc électrique dans la torche via une approche MHD. Le couplage entre les deux modèles est assuré par l'imposition des profils de vitesse et de température résolus en temps et en espace, obtenus en sortie de torche, à l'entrée du domaine de calcul.
Les conditions opératoires correspondent à des conditions réelles de projection de céramiques, basées sur un mélange plasmagène Ar-H_2 (75-25% vol), qui conduit à un arc fonctionnant en mode de claquage-réamorçage, impliquant un jet fortement pulsé et instationnaire.
La première partie de l'étude porte sur la mise au point d'un modèle numérique optimal pour la modélisation de la turbulence dans le jet, sur une géométrie de torche plus simple (torche F4), diminuant les temps CPU et permettant la validation du modèle par des mesures expérimentales qui n'ont finalement pas pu être menées au laboratoire, comme prévu. Elle consiste en une convergence en maillage, convergence temporelle, et étude des modèles de sous maille pour la viscosité, la conductivité thermique et la diffusivité des espèces turbulentes. Pour ces derniers points, le modèle WALE a montré une meilleure estimation de la viscosité turbulente dans les différentes zones de l'écoulement par rapport aux autres modèles (Smagorinsky, Smagorinsky dynamique et TKE) et a donc été retenu. Cependant, les modèles à nombres de Prandtl et Schmidt turbulents, imposés à différentes valeurs dans l'intervalle 0,6-1 respectivement pour la conductivité thermique et la diffusivité des espèces turbulentes, n'ont montré aucune influence sur les profils moyens

Licence CC BY-NC-ND 3.0

et instantanés des champs d'écoulement, compte tenu des propriétés moléculaires qui sont beaucoup plus importantes que les propriétés turbulentes pour ces plasmas thermiques.

Avec le modèle numérique établi et dans le but de déterminer l'influence des conditions aux limites d'entrée, une comparaison des résultats des champs d'écoulement a été menée pour :

- Évaluer l'effet des conditions aux limites issues d'une modélisation à l'ETL et à deux températures. Celle-ci révèle que la turbulence dans l'écoulement issu des conditions aux limites d'entrée à 2-T est moins intense en raison des températures élevées qui sont atteintes dans l'écoulement ;
- Évaluer l'effet de l'instationnarité et déterminer si l'arc électrique influe ou amplifie le caractère turbulent du jet plasma. La comparaison des champs d'écoulement issus de conditions aux limites instationnaires avec ceux établis avec des conditions aux limites stationnaires, correspondant à la moyenne sur la période de fluctuation de l'arc électrique, montre que l'instationnarité de l'arc électrique n'amplifie qu'assez modérément la turbulence dans le jet plasma.

La dernière étude consiste à modéliser le développement du jet turbulent dans l'air issu de la torche Axial III+, dont la géométrie est beaucoup plus complexe et contraignante que celle de la torche F4, et conduit à un nombre de mailles très élevé (> 8 millions). L'application du modèle numérique établi avec la torche F4 à la torche Axial III+ montre que l'écoulement dans ce dernier cas est beaucoup plus turbulent, compte tenu des températures d'écoulement plus basses et donc de la viscosité moléculaire beaucoup plus faible, même si la vitesse du jet est largement plus faible que celui issu de la torche F4. La simulation révèle que les trois jets plasma distincts se rejoignent après la sortie de tuyère convergente-divergente et se combinent en un seul jet approximativement à 15 mm en aval de la sortie de torche.

Pour caractériser les jets plasma issus de la torche F4 MB et Axial III+, les échelles de la turbulence ainsi que leurs évolutions dans l'écoulement montrent une différence de leurs tailles selon le niveau de turbulence atteint dans les deux écoulements, cependant, leur évolution dans l'écoulement est similaire avec les deux torches. Les plus petites échelles de turbulence présentes dans la couche de mélange sont de plus en plus petites en s'éloignant de la torche en raison d'une turbulence plus développée, qui induit un transfert inter-échelle plus abouti, et donc à des échelles dissipatives de plus en plus petites. Inversement, le temps de Kolmogorov, qui représente la durée de vie des plus petits tourbillons, est de plus en plus important en allant vers l'aval de la torche en raison d'une dynamique plus faible des petites structures. En revanche, l'échelle intégrale est de plus en plus importante dans la couche de mélange en allant vers l'aval de la torche, en raison de l'élargissement et de l'épaississement de cette dernière vers l'aval, ce qui conduit à la génération de tourbillons initiaux de plus en plus gros. Les ordres de grandeur des échelles intégrales dans les jets de plasma émis dans l'air ambiant, issus des torches F4 et Axial III+, sont respectivement de 7 mm et 11 mm axialement, et de 2 mm à 4 mm et de 3 mm à 5 mm radialement.

En se basant sur les tailles de maille axiale dans les domaines relatifs à la torche F4 et Axial III+ (respectivement $\sim$ 0,5 mm et 0,1 mm), il s'avère que les échelles dissipatives (respectivement de $\sim$ 0,8 mm et 0,1 mm) sont pratiquement toutes résolues axialement dans les deux écoulements. Radialement, dans la couche de mélange, la taille de maille est approximativement de 0,05 mm avec la torche F4, proche de celle des

Licence CC BY-NC-ND 3.0

échelles dissipatives (de l'ordre de 0,03 mm en moyenne), ce qui implique une bonne résolution de la plupart de ces plus petites échelles. Cependant, avec la torche Axial III+, les échelles dissipatives dans la couche de mélange sont plus petites ($\sim$ de 0,007 mm à 0,01 mm), alors que la taille de maille est plus grande ($\sim$ 0,03 mm et 0,4 mm), ce qui implique la modélisation de toutes les échelles dissipatives. En revanche, le temps de Kolmogorov dans les écoulements issus des deux torches ($> 10^{-6}$ s pour la F4 et $> 10^{-7}$ s pour l'Axial III+) est plus grand que le pas de temps des simulations dans les deux écoulements (10^{-7} s et 4×10^{-8} s), ce qui a impliqué une résolution précise de toutes les échelles temporelles de la turbulence.

Du fait des maillages relativement fins que nécessite l'approche LES ($\sim$ 1 650 000 avec la torche F4 et supérieur à 8 millions avec la torche Axial III+ du fait de sa géométrie), les temps de calcul sont élevés, surtout pour le cas de la torche Axial III+ ($\sim$ 15 jours en temps réel pour la torche F4 et 5 mois pour l'Axial III+), ce qui a limité l'étude sur cette dernière à un seul maillage, qui finalement n'est pas suffisamment fin dans la couche de mélange pour capter une partie des échelles dissipatives. Un raffinement de celui-ci dans la couche de mélange permettrait peut être d'améliorer les résultats et d'évaluer l'effet de la modélisation de sous maille des petites échelles par rapport à leur résolution.

Malgré le fait que la modélisation par approche LES soit contraignante en termes de temps de calcul, elle reste la plus réaliste pour représenter les structures turbulentes et l'instationnarité de l'écoulement, qui affectent le traitement thermocinétique des gouttelettes et des particules. En effet, compte tenu des temps caractéristiques relatifs à la turbulence, qui sont plus lents que ceux liés aux différents mécanismes intervenant dans le traitement de la suspension, pour toute la gamme de diamètres de goutte pour la fragmentation, et pour toutes les gouttes de diamètres inférieurs à 10 μm et 3 μm respectivement pour l'évaporation et l'accélération inertielle, il apparaît que ces mécanismes seront fortement influencés par les effets turbulents. De même, compte tenu de la période de fluctuation de l'arc, il apparaît que sa dynamique influe significativement sur la fragmentation (pour toute la gamme de diamètres de goutte), ainsi que sur l'évaporation et l'accélération des gouttes dont le diamètre est respectivement inférieur à 50 μm et 10 μm. De ce fait, une description instantanée et résolue de l'écoulement en termes de structures turbulentes, qui ne peut être apportée que par l'approche LES, est requise. Celle-ci doit être couplée à une résolution MHD de la torche pour prendre en compte les fluctuations de l'arc électrique dans les simulations du développement du jet, ce qui est primordial pour assurer un traitement thermocinétique réaliste des gouttes.

Les schémas numériques utilisés pour la discrétisation des équations de conservation sont d'ordre 2 du fait des limitations des méthodes implémentées dans le code Ansys Fluent. Une augmentation en ordre des schémas aurait probablement amélioré la précision des résultats, du fait que la viscosité turbulente est approximativement du même niveau que la viscosité moléculaire (qui, d'un autre côté, est élevée). Dans la même optique, les lois de mélange utilisées pour le calcul des propriétés du mélange de gaz, du fait qu'il n'y ait pas de tabulation de celles-ci pour un mélange Ar-H_2-Air avec différentes fractions massiques d'air, peuvent potentiellement engendrer des erreurs qui impacteraient directement les champs d'écoulement. Entre autres, la modélisation MHD de l'arc électrique de laquelle sont issues les conditions aux limites d'entrée, est basée sur un modèle dilatable (*code_Saturne*), or un modèle compressible aurait probablement permis

Licence CC BY-NC-ND 3.0

d'améliorer les résultats, d'autant plus que les propriétés thermodynamiques et de transport (surtout la masse volumique) sont fortement influencées par la compressibilité.

Perspectives

Ce travail constitue une base pour les futurs travaux numériques, notamment le traitement cinématique et thermique des gouttelettes/particules par le jet plasma. Les perspectives et améliorations à prendre en compte sont les suivantes :

- validation du modèle numérique établi pour le développement du jet turbulent dans l'air par comparaison à des résultats expérimentaux en termes de profils moyens de vitesse, de température et de fraction d'air, déterminés pour les écoulements issus des torches F4 MB, voire Axial III+ ;
- raffinement du maillage dans la couche de mélange pour le cas avec la torche Axial III+, afin d'assurer une meilleure résolution des échelles spatiales ;
- simulation du développement du jet plasma avec présence de substrat dans le domaine (interaction écoulement-substrat) ;
- modélisation de la formation du plasma dans la torche Axial III+ par approche MHD à 2 températures, afin d'avoir des profils de vitesse et de températures résolus en temps et en espace plus aboutis en sortie de torche, ce qui permettrait d'améliorer les résultats dans le modèle de développement du jet turbulent dans l'air, et probablement d'aboutir à un écoulement moins turbulent en raison des températures qui seraient probablement plus élevées.
- Tabulation des propriétés thermodynamiques et de transport pour un mélange Ar-H_2-air, avec différentes fractions massiques d'air, qui permettrait de faire des interpolations entre celles-ci en fonction de la composition du mélange dans l'écoulement, en plus des interpolations en températures, selon la composition du mélange. Ainsi, il serait possible d'évaluer l'effet de la prise en compte des réactions chimiques et la précision des lois de mélange dans les calculs des propriétés et, éventuellement, les contourner si jamais elles altéraient significativement la précision des résultats.
- Pour réduire les temps CPU relativement élevés que nécessitent les simulations, surtout avec la torche Axial III+ ($\sim$ 5 mois en temps réel sur 80 processeurs), une réduction de modèle par approche URANS n'est pas envisageable, du fait de la nécessité de la résolution des échelles turbulentes (en partie), compte tenu que celles-ci influent significativement sur le traitement de la suspension. Cependant, il serait intéressant de dé-raffiner le maillage en approche LES, pour voir si cela n'affecterait pas le traitement de la suspension. Néanmoins, pour réduire le nombre de mailles imposé par la géométrie de la torche Axial III+ dans le domaine de calcul, il est possible d'envisager deux approches :
  - mise en œuvre d'un maillage hexaédrique non conforme qui permettrait de dé-raffiner les mailles centrales au niveau de l'O-grid de l'injecteur de suspension, tout en gardant le même nombre de mailles dans les sections d'entrée de plasma sur les haricots. Cependant, cette méthode implique que le code Fluent fasse correctement des interpolations de flux aux niveaux des interfaces où coïncident les nœuds non conformes ;

Licence CC BY-NC-ND 3.0

> Changer de section pour le couplage résultat torche/ écoulement, en avançant d'un 1 mm en aval de l'entrée de la tuyère convergente (et pas plus), pour assurer la fragmentation de la suspension par le jet de plasma dans la tuyère. Ainsi, il serait possible de se défaire des contraintes géométriques liées aux trois entrées plasma en forme de haricot et à l'entrée de la suspension, et mettre au point un maillage hexaédrique plus simple, similaire à celui de la torche F4. Cependant, cette méthode nécessite une modélisation MHD simultanée pour les trois petites torches, afin de récupérer un unique profil à 1 mm en aval de l'entrée tuyère et l'imposer ensuite comme conditions aux limites d'entrée à la simulation du développement du jet.

Le modèle du développement du jet mis au point est a priori assez prédictif de l'écoulement réel et constitue une bonne base de départ pour les futures études. Cependant, il est nécessaire de faire une modélisation en présence des différents mécanismes de traitement de la suspension, afin de déterminer la possibilité d'utiliser des modèles simplifiés (déraffinement des maillages, des pas de temps ...) qui n'affecteraient pas le traitement de la suspension, ce qui peut faire gagner des temps CPU conséquents.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Annexe A : Modèles de fermeture avec l'approche RANS/URANS

A1 Modèles de premier ordre

- **Modèle $k-\varepsilon$ standard**

Ce modèle de fermeture a été établie par Launder et al.[86], c'est l'un des plus utilisés dans le milieu industriel. Il résout l'équation de l'énergie cinétique turbulente k et l'équation du taux de dissipation turbulente ε pour déterminer respectivement les échelles de vitesse et de longueur nécessaire pour évaluer la viscosité turbulente. L'échelle de vitesse $u' \approx k^{1/2}$ est fournie de l'énergie cinétique turbulente moyenne k où $k = \frac{1}{2}\langle u_i' u_i' \rangle$, et l'échelle de longueur l est obtenue via le taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique turbulente moyenne ε avec $\varepsilon = \nu \langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \rangle$, en accord avec la théorie de Kolmogorov dans la cascade d'énergie où $\varepsilon \approx \frac{u'^3}{l}$. Ainsi la viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_t = C_\mu \rho u' l = C_\mu \rho k^{1/2} \frac{k^{3/2}}{\varepsilon} = C_\mu \rho \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{1}$$

Où : C_μ est une constante établie expérimentalement et vaut 0.09.

L'équation de transport de k pour la fermeture du système est obtenue à partir de la trace de l'équation de transport des contraintes de Reynolds. Celle-ci est établie en multipliant l'opérateur porté sur l'équation de Navier-Stokes avec une contraction d'indice par les fluctuations de vitesse, pour lesquelles est appliquée ensuite une moyenne telle que $\langle u_i' Y(u_j) + u_j' Y(u_i) = 0 \rangle$. l'équation de k est alors définie comme suit :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] + P_k + \rho \varepsilon \tag{2}$$

L'équation de transport de ε pour la fermeture du système est obtenue en multipliant l'opérateur Y(u) porté sur l'équation de Navier Stockes par $2\nu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial}{\partial x_k}$, pour lequel est ensuite appliquée une moyenne telle que $\langle 2\nu \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial}{\partial x_k} Y(u_i) = 0 \rangle$. l'équation de ε est alors définie comme suit :

$$\frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial(\rho \varepsilon)}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\varepsilon} \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] + \frac{\varepsilon}{k} \left(C_{1\varepsilon} P_k - C_{2\varepsilon} \rho \varepsilon \right) \tag{3}$$

où : P_k est la production d'énergie cinétique turbulente provenant du gradient de vitesse moyen et des effets de pesanteur. $C_{1\varepsilon}$,$C_{2\varepsilon}$,σ_k, σ_ε sont des constantes valant respectivement 1,44, 1,92,1 et 1,4. Elles ont été déterminées expérimentalement par [181] dans des configurations de référence.

Le modèle $k-\varepsilon$ est très répandu en raison de la simplicité de sa mise en œuvre, il est appliqué dans les écoulements à grand nombre de Reynolds où la turbulence est isotrope et pleinement développée. Les résultats du modèle ne sont pas toujours précis, car celui-ci a été établi pour le cas d'écoulements cisaillés simples, son extension à d'autres configurations a montré qu'il reste représentatif de la physique, surtout que celui-ci

Licence CC BY-NC-ND 3.0

prend en compte la variation spatiale de l'agitation turbulente. Par contre, ce modèle n'est pas adapté dans les régions proches de la paroi où les nombres de Reynolds sont faibles, car il n'est utilisable que dans les écoulements fortement turbulents. Dans ce cas, et afin de tenir compte des effets visqueux, l'ajout des lois de parois au modèle est une solution pour le traitement de la turbulence en proximité des parois. De plus, ce modèle n'est pas représentatif des zones de transition du régime laminaire au turbulent, et il gère mal les gradients de pression externes, tel est le cas dans les jets.

- **Modèle $k-\varepsilon$ bas Reynolds**

Cette version du modèle consiste à améliorer la version standard en utilisant la correction de Launder et Sharma [182] pour les écoulements à faibles nombres de Reynolds et dans les régions proches des parois. Cette approche consiste à modifier les équations de k et ε en introduisant un facteur d'amortissement qui tend vers 0 à proximité de la paroi, ainsi les effets de la turbulence diminuent. La viscosité turbulente est donnée par :

$$\mu_t = \rho C_\mu f_u \frac{k^2}{\varepsilon} \tag{4}$$

Où : f_u est le facteur d'amortissement régi par : $f_u = 1 - e^{-0{,}0115y^+}$, où y^+ est un nombre sans dimension qui représente l'unité de paroi, il est donné par : $y^+ = yu_\tau/\nu$; u_τ représente la vitesse de frottement, elle est donnée par : $u_\tau = (\frac{\tau_w}{\rho})^{1/2}$ et τ_w est la contrainte de cisaillement, donnée par : $\tau_w = \rho\nu du/dy$.

Ce modèle maîtrise mieux la turbulence dans le cas d'écoulement à faible nombre de Reynolds et à proximité de la paroi, mais il est tout de même destiné à l'étude de la turbulence développée.

- **Modèle $k-\varepsilon$ RNG**

Ce modèle constitue aussi une amélioration du $k-\varepsilon$ standard, il a été développé par Yakhot et al. [183] suivant une approche mathématique plus rigoureuse appliquée aux équations de Navier Stokes appelée groupe de ReNormalisation. L'équation du taux de dissipation ε qui est résolue fait intervenir un terme supplémentaire lié au taux de déformation η rendant le modèle moins diffusif. Cela est réalisé via l'estimation au cours du calcul de la constante $C_{2\varepsilon}$ substituée dans l'équation du taux de dissipation (3) par $C^*_{2\varepsilon}$, telle que :

$$C^*_{2\varepsilon} = C_{2\varepsilon} + \frac{C_\mu \eta^3 \left(1 - \frac{\eta}{\eta_0}\right)}{1 + \beta\eta^3} \tag{5}$$

Avec : η le terme lié au taux de déformation donné par $\eta = \frac{Sk}{\varepsilon}$, où S est le tenseur du taux de déformation $S = (2S_{ij}S_{ij})^{\frac{1}{2}}$.

Ainsi, cette modification permet au modèle RNG de corriger la surestimation de l'énergie cinétique turbulente prédite par le modèle standard dans les zones à forte déformation, conséquence de l'hypothèse d'isotropie sur laquelle s'appuie le modèle. Cette amélioration implique une faible viscosité turbulente dans les

Licence CC BY-NC-ND 3.0

écoulements à taux de contraintes élevés, autrement dit un taux de dissipation ε élevé et une production d'intensité turbulente k .
Les constantes du modèle (mis à part β) ne sont plus déterminées expérimentalement, mais estimées théoriquement en appliquant une renormalisation aux équations de Navier Stokes sur une cascade d'échelles d'énergie, basée sur des hypothèses d'invariance d'échelle et d'une analyse des effets des petites échelles de turbulence. Ces hypothèses permettent aux constantes de tenir compte des effets non linéaires et de la dissipation des petites échelles. Ainsi, une meilleure représentation des écoulements cisaillés et à fort gradient est obtenue, permettant au modèle RNG de mieux prédire les écoulements à faible nombre de Reynolds, en assurant un meilleur comportement de celui-ci dans les zones proches de la paroi, car la production de diffusion turbulente est plus modérée par rapport au modèle standard. Les constantes du modèle valent alors :
$C_\mu = 0.0845$; $C_{1\varepsilon}$=1,42 ; $C_{2\varepsilon} = 1,68$; η_0=4,38 ; $\beta = 0,012$; $\sigma_k = \sigma_\varepsilon = 0.07194$

- **Modèle** $k-\omega$

Il existe une autre catégorie de modèles à 2 équations qui s'appuie sur une détermination de l'échelle de longueur en se basant sur le taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente ω au lieu du taux de dissipation ε, étant une échelle caractéristique des grands tourbillons telle que $\omega = k^{1/2}/l$, avec k l'énergie cinétique turbulente et l l'échelle de longueur. L'échelle de vitesse est toujours déterminée sur la base de l'énergie cinétique turbulente k. Ainsi, la viscosité turbulente, proportionnelle au produit de l'échelle de vitesse et de longueur, devient :

$$\mu_t = \alpha\rho u' l = \alpha\rho k^{1/2}\frac{k^{1/2}}{\omega} = \alpha\rho\frac{k}{\omega} \tag{6}$$

Où α est un facteur qui permet d'effectuer une correction dite "bas-Reynolds" pour modérer l'effet de la viscosité turbulente.
Ce modèle établi par Wilcox [85] s'appuie sur des hypothèses théoriques basées sur la cascade d'énergie de Kolmogorov, tout en utilisant une formulation fondée sur ω le taux spécifique de dissipation par unité d'énergie turbulente, défini comme étant $\omega = \varepsilon/k$, avec ε la dissipation classique. Cette formulation permet une mesure de l'échelle du temps caractéristique des fluctuations turbulentes T, étant l'inverse de ω, tel que $T = 1/\omega$, ce qui permet au modèle de s'ajuster dynamiquement aux petites échelles présentes dans les régions proches des parois et dans les zones à fort gradient de vitesse. Ainsi, cette propriété de ω permet au modèle de prendre en compte efficacement la variation des échelles près des parois et dans les écoulements à fort cisaillement, tel le cas dans les zones de détachement, car elle dépend directement du rapport $\omega = \varepsilon/k$, quantité liée aux taux de déformation et aux échelles locales, ce qui permet d'ajuster plus précisément la viscosité turbulente, à l'inverse du modèle k-ε qui sous-estime les effets de cisaillement en raison de la nature du modèle et du taux de dissipation ε, qui est sensible aux hypothèses d'isotropie des petites échelles.
Les équations de transport pour la fermeture du système sont l'énergie cinétique turbulente k, établie précédemment pour le modèle k-ε, et l'équation du taux de dissipation spécifique de l'énergie cinétique turbulente ω, qui est obtenue en manipulant l'équation de transport de ε en utilisant la relation $\omega = \varepsilon/\beta k$ avec un ajus-

Licence CC BY-NC-ND 3.0

tement des termes pour une représentation correcte de la production, de la dissipation et diffusion, elles sont données par :

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial(\rho k)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu + \mu_t/\sigma_k)\right)\frac{\partial k}{\partial x_i}\right] + P_k - \Gamma_k \tag{7}$$

$$\frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \langle u_i \rangle \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial x_i} = \frac{\partial}{\partial x_i}\left[\left(\mu + \mu_t/\sigma_\omega)\right)\frac{\partial \omega}{\partial x_i}\right] + P_\omega - \Gamma_\omega \tag{8}$$

où : P_k et P_ω sont les termes de production d'énergie cinétique turbulente et de dissipation turbulente. Γ_k et Γ_ω représentent la dissipation de k et ω par la turbulence. σ_k et σ_ω sont les nombres de Prandtl turbulents pour k et ω respectivement.
Le coefficient α dans la formule de la viscosité turbulente (6) est ajouté afin d'amortir cette viscosité, en apportant une correction dans le cas des faibles nombres de Reynolds, tels que :

$$\alpha = \alpha_\infty \left(\frac{\alpha_0 + Re_t/R_k}{1 + Re_t/R_k}\right) \tag{9}$$

Avec : $Re_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}$; R_k=6 ; $\alpha_0 = \frac{\beta}{3}$; β=0,072 ; α_∞=1.
Dans le cas où les nombres de Reynolds sont élevés, aucune modération de l'effet de viscosité n'est effectuée, α vaut 1.

Ainsi, le modèle $k-\omega$ prédit mieux les écoulements dans les couches limites, en proximité des parois, à fort gradient et dans les zones de transition, il est donc efficace pour les applications en écoulement interne et en zone de recirculation.
Cependant, et contrairement au modèle k-ε, ce modèle n'est pas utilisable pour les écoulements externes où la turbulence est développée et où les nombres de Reynolds sont élevés, en raison de la grande sensibilité du modèle aux conditions aux limites dans les régions d'écoulement libre, d'autant plus que la dissipation de l'énergie cinétique turbulente prédite dans ces régions est très importante, conduisant à une sous-estimation des structures turbulentes à grande échelle.

A2 Modèle de fermeture de second ordre RSM

Dans cette approche, la fermeture des équations de Navier Stokes moyennées est basée sur une description plus détaillée des interactions turbulentes. En effet, et contrairement aux modèles de premier ordre qui s'appuient sur l'hypothèse de Boussinesq pour modéliser le tenseur des contraintes de Reynolds défini précédemment par R_{ij} avec $R_{ij} = -\langle u_i' u_j' \rangle$, via le concept de viscosité turbulente ν_t, tel que $R_{ij} = \nu_t \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j}$, afin de fermer le système, les modèles de deuxième ordre résolvent directement le tenseur des contraintes de Reynolds R_{ij}. Ce-ci est effectué dans le but de se défaire de l'hypothèse de Boussinesq, étant fragile et simplificatrice de l'écoulement et de la turbulence, ce qui est le plus souvent inadapté pour les écoulements complexes.
Le modèle de second ordre le plus répandu est le modèle de transport des contraintes de Reynolds (Reynolds

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Stress Model, RSM), celui-ci résout chaque composante du tenseur de Reynolds afin de permettre une représentation plus adéquate de la turbulence anisotrope et des effets tridimensionnels complexes. Ainsi, les 6 équations du tenseur de Reynolds R_{ij} obtenues après l'application du principe de la décomposition de Reynolds aux équations de Navier Stokes sont résolues en plus des équations de Navier Stokes, pour un total de 10 équations pour 10 inconnues, ce qui rend le modèle plus coûteux que les modèles de premier ordre à 2 équations, où seulement 6 équations sont résolues pour 6 inconnues, mais nettement plus performant.
Les fondements du modèle RSM reposent sur l'écriture d'une équation de transport pour chaque composante du tenseur des contraintes de Reynolds R_{ij} ($R_{ij} = -\langle u_i' u_j' \rangle$), dérivée des équations de Navier Stokes moyennées telles que :

$$\frac{\partial R_{ij}}{\partial t} + U_k \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_k} = P_{ij} + D_{ij} - \varepsilon_{ij} + A_{ij} \tag{10}$$

où : P_{ij} correspond à la production d'énergie cinétique turbulente, il est composé de moments d'ordre 2 et ne nécessite pas de modélisation, c'est ce qui fait la robustesse du modèle RSM, il est proportionnel au cisaillement moyen et donné par :

$$P_{ij} = -\rho \left(R_{ik} \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} + R_{ik} \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} \right) \tag{11}$$

D_{ij} correspond aux termes de diffusion, ε_{ij} correspond au tenseur de dissipation turbulente, il est lié à la viscosité et aux gradients de vitesse fluctuants suivant :

$$\varepsilon_{ij} = 2\mu \left\langle \frac{\partial u_i'}{\partial x_k} \frac{\partial u_j'}{\partial x_k} \right\rangle \tag{12}$$

A_{ij} correspond au terme de redistribution, il représente l'échange d'énergie entre les composantes turbulentes, il est essentiel pour capturer les effets d'anisotropie.

Ainsi, du fait de la robustesse mathématique du modèle RSM, l'anisotropie de la turbulence est directement prise en compte, car les effets directionnels et complexes dans les écoulements sont capturés, contrairement aux modèles basés sur le concept de viscosité turbulente. De ce fait, une meilleure modélisation des écoulements avec rotation ou recirculation est obtenue, ce qui est utile dans les écoulements tourbillonnaires et dans les couches limites. Par contre, le modèle RSM est beaucoup plus complexe numériquement, compte tenu du nombre d'équations qu'il est nécessaire de résoudre, ce qui le rend coûteux en termes de temps de calcul. De plus, il est nécessaire d'établir des modélisations approximatives pour les termes complexes tels que les termes de diffusion et de redistribution, mais ceci reste tout de même plus rigoureux que l'approche utilisée dans les modèles de premier ordre.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Annexe B : Démonstration du calcul de l'échelle intégrale à partir de la densité d'énergie cinétique turbulente

La densité spectrale $E(\kappa)$ et le tenseur de corrélation entre 2 points R_{ij} sont liés par la transformée de Fourier, telle que :

$$R_{ij}(r,t) = \int_0^\infty E(\kappa)\frac{sin(\kappa r)}{\kappa r}dr \tag{13}$$

De plus, on sait que l'échelle intégrale peut être directement estimée à partir du tenseur de corrélation en 2 points par l'équation (14)

$$L = \int_0^\infty R(r,t)dr \tag{14}$$

Par substitution de $R(r,t)$ dans l'équation (14), par la formule donnée en (13), on obtient l'expression simplifiée suivante :

$$L = \int_0^\infty E(\kappa)\left(\int_0^\infty \frac{sin(\kappa r)}{\kappa r}dr\right)d\kappa \tag{15}$$

En résolvant l'intégration interne par changement de variable, on obtient une formule pour l'estimation de l'échelle intégrale :

$$L = \frac{\pi}{2}\int_0^\infty \frac{E(\kappa)}{\kappa}d\kappa \tag{16}$$

Ensuite, le résultat obtenu en (16) est normalisé par l'énergie totale, d'où :

$$L = \frac{\pi}{2}\frac{\int_0^\infty \kappa^{-1}E(\kappa)d\kappa}{\int_0^\infty E(\kappa)d\kappa} \tag{17}$$

De ce fait, nous pouvons dire que l'échelle intégrale de turbulence peut également être estimée via la densité spectrale de l'énergie cinétique turbulente, en partant de sa définition basée sur l'intégration de l'autocorrélation spatiale.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Annexe C : Calcul des propriétés thermodynamiques des espèces plasmagènes

Comme indiqué par [184], la masse volumique du gaz k est donnée par l'équation (18).

$$\rho_k = \sum_i n_i m_i \tag{18}$$

où : n_i est le nombre de densité de l'élément i qui compose l'espèce k et m_i sa masse.
Pour le calcul de l'enthalpie spécifique de l'espèce k, une correction de la loi des gaz idéaux est prise en compte afin de considérer l'écart à l'idéalité. Ceci est effectué suivant la théorie de Debye-Huckel, développée à l'origine pour des électrolytes afin de décrire l'écart du modèle à l'idéal dans des solutions ioniques. Cette théorie est applicable aux plasmas à haute température en équilibre thermique, elle y a été étendue afin de corriger la description thermodynamique du plasma. Ainsi, l'enthalpie spécifique de l'espèce k est donnée par l'équation (19)

$$h_k = \frac{1}{\rho} \sum_i n_i m_i \left(\frac{h_i + 4 k_B T D_i}{3} \right) \tag{19}$$

où : n_i est le nombre de densité de l'élément i qui compose l'espèce k, m_i sa masse et h_i son enthalpie par unité de masse. D_i est le facteur de correction de Debye-Huckel de la $i^{ème}$ espèce donnée par : $D_i = [-(eZ_i)^2]/[8\pi\varepsilon_0 k_B T \rho_D]$, où : e vaut 1.6×10^{-19}, ε_0 vaut $8.85 \times 10^{-12} F/m$, ρ_D est le rayon de Debye et Z_i est le nombre de charge de l'espèce i, k_b est la constante de Boltzmann.
La chaleur spécifique est obtenue à partir de l'enthalpie en effectuant une dérivée partielle de la température à pression constante, comme montré en (20) :

$$C_{p_k} = \left(\frac{\partial h_k}{\partial T} \right)_p \tag{20}$$

Annexe D : Critères d'arrêt du calcul itératif des solveurs de résolution numérique : les résidus

Pour pouvoir évaluer la convergence des résultats et décider de l'arrêt du calcul itératif effectué par le solveur, des résidus sont calculés à chaque itération. Si la modélisation est correcte et cohérente (choix cohérents des modèles numériques, géométrie, maillage, conditions aux limites ...), la valeur des résidus décroît après chaque itération, car le déséquilibre des équations de conservation au sein des volumes de contrôle se réduit, jusqu'à atteindre des valeurs faibles, conduisant à des solutions de plus en plus précises. Les résidus constituent donc une référence importante pour évaluer la convergence de la simulation et l'arrêt du calcul itératif. Pour mieux comprendre comment ces résidus sont calculés, nous nous sommes intéressés à leur formulation dans Ansys Fluent.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

En partant des équations de conservation résolues, données précédemment par l'équation généralisée (2.1), et après une discrétisation basée sur la méthode des volumes finis, l'équation linéarisée au sein d'une cellule du maillage est obtenue, elle est rappelée ci-après par (21).

$$a_p \phi_p = \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b \tag{21}$$

où : a_p est le coefficient au centre de la cellule considérée p, a_{nb} sont les coefficients des cellules voisines et b représente la contribution constante des termes sources S_c ainsi que des conditions aux limites, tel que $S = S_c + S_p \phi$.

Les résidus sont définis comme étant la différence entre le côté gauche et le côté droit de l'équation (21), additionnée sur toutes les cellules du domaine, comme suit :

$$R_\phi = \sum_{cels\ p} \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_p \phi_p \right| \tag{22}$$

Cette différence au niveau des termes de l'équation est liée au déséquilibre de celle-ci en raison des erreurs numériques qui sont commises.

Les résidus sont ensuite mis à l'échelle, pour permettre une indication plus appropriée de la convergence, ceci est réalisé suivant l'équation (23).

$$R_\phi = \frac{\sum_{cels\ p} \left| \sum_{nb} a_{nb} \phi_{nb} + b - a_p \phi_p \right|}{\sum_{cels\ p} \left| a_p \phi_p \right|} \tag{23}$$

Quand une diminution des résidus est observée au cours du calcul itératif, cela signifie que l'équation résolue se rapproche de la solution. À convergence, les résidus se rapprochent de 0 et le système matriciel mis en place tend à vérifier $[A][\phi] = [b]$.

Les résidus permettent donc une mesure de la conformité de la solution, ils sont calculés à la fin de chaque itération et constituent le critère d'arrêt principal du calcul itératif.

Sur Ansys Fluent, la valeur du critère d'arrêt (résidus mis à l'échelle) peut être réglée aussi bas que souhaité, par défaut leur valeur sont de 10^{-6} pour toutes les équations de conservation.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Annexe E : Algorithme de calcul des propriétés du mélange implémenté dans Fluent

E1 Validation de l'hypothèse de gaz parfait : vérification que les fractions volumiques sont égales aux fractions molaires

Une étude comparative entre les valeurs des fractions molaires x_k et volumiques V_k des composants constituant le mélange est effectuée. Pour rappel, les premières sont données par l'expression $x_k = Y_k M / M_k$, elles sont définies via la masse molaire moyenne du mélange, qui nécessite une correction pour tenir compte du changement de la composition du gaz en fonction de la température. Les secondes sont calculées directement à partir des fractions massiques des composants, données par l'équation $V_k = Y_k / \rho_k \cdot \rho$.

Le but ici est de valider l'hypothèse de l'égalité des fractions molaires et volumiques dans la limite de validité de l'hypothèse des gaz parfaits. Pour cela, et pour tester un maximum d'espèces possibles, un mélange formé d'Argon pur, d'Argon-Hydrogène à 80%-20% en volume, d'air et de zircone avec des fractions massiques respectives égales à 20%, 60%, 10% et 10% est utilisé. Les masses molaires et volumiques de chaque espèce du mélange ont été calculées à pression atmosphérique, en fonction de la température, et le résultat est donné en figure 22. Celle-ci montre que les fractions molaires de chaque espèce sont égales à leurs fractions volumiques à pression atmosphérique, avec des écarts en norme L^2 de l'ordre de 0,5%, 0,2%, 0,3% et 0,4% respectivement pour les espèces argon, argon-hydrogène, air et Zircone.

Compte tenu de ce résultat, l'utilisation des fractions volumiques par substitution aux fractions molaires est validée.

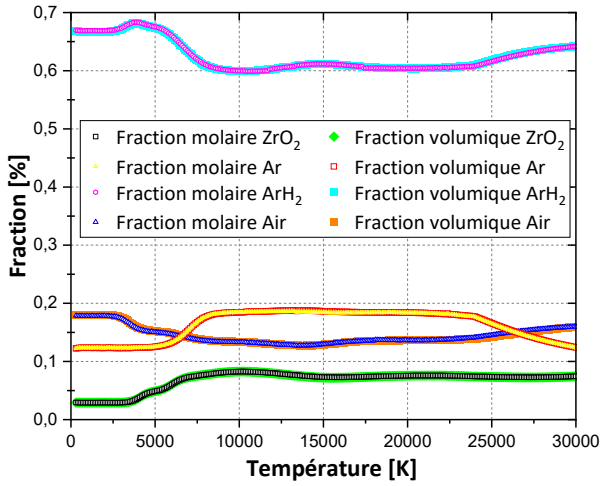


FIGURE 22 – Évolution des fractions molaires et fractions volumiques d'un mélange composé d'Argon, Argon-hydrogène à 80%-20%, d'air et de Zircone en fonction de la température à pression amosphérique.

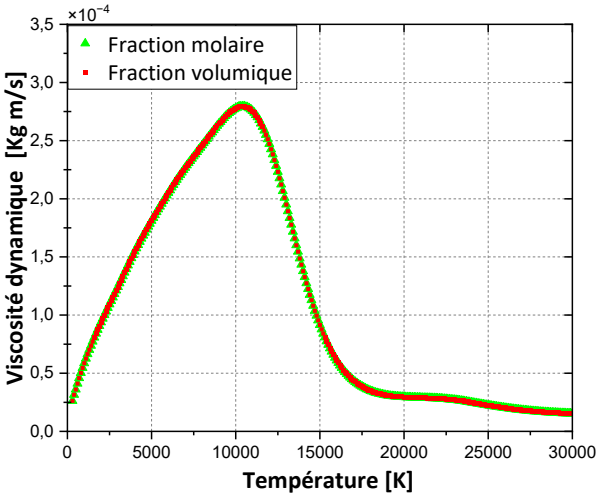


FIGURE 23 – Évolution de la viscosité dynamique d'un mélange d'Argon-hydrogène à 80%-20% et d'air en fonction de la température.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

E2 Démonstration de la correction de la masse volumique par le rapport de pression dans l'algorithme de calcul des propriétés

L'utilisation de la loi des gaz parfaits pour tenir compte des effets de compressibilité dans l'écoulement amène à une correction de la masse volumique du mélange donnée par l'équation ($1/\rho = \sum_k \left(Y_k/\rho_k\right)$) par un rapport de pression P/P_{ref} (P est la pression calculée sur Fluent et P_{ref} la pression de référence de 1 bar). Ceci est obtenu en suivant la procédure expliquée ci-après.
La masse volumique peut être déterminée via la loi des gaz parfaits par l'équation (24).

$$\rho(T,P) = \frac{PM}{RT} \tag{24}$$

où : R est la constante universelle des gaz parfaits, P et T sont respectivement la pression et la température du mélange. M est sa masse molaire moyenne définie par $M = \left(\sum_k \left(f_{cor_k} Y_k / M_{k_{ref}}\right)\right)^{-1}$. Sachant aussi que $M_{k_{ref}}$ représente la masse molaire de chaque composant à la température et à la pression de référence, à savoir 300 K et 1 bar, Y_k sa fraction massique dans le mélange. f_{cor_k} est le facteur de correction de la masse molaire de chaque composant k, il permet de prendre en compte le changement de la composition du gaz en fonction de la température, et il est donné à la pression et à la température du mélange par (25)

$$f_{cor}(T,P) = \frac{M_{ref}}{M(T,P)} \tag{25}$$

M_{ref} est la masse molaire du mélange à la pression et à la température de référence, $M_k(P,T)$ est sa masse molaire à la pression et à la température du mélange.
Sachant que le facteur de correction donné à l'équation (25) peut aussi être défini suivant la loi des gaz parfaits, à une pression de référence, par l'équation donnée en (26).

$$f_{cor}(T,P_{ref}) = \frac{M_{ref}}{M(T,P_{ref})} = \frac{M_{ref}\cdot P_{ref}}{\rho(T,P_{ref})\cdot RT} \tag{26}$$

Ainsi, en utilisant le facteur de correction établi en (26) pour déterminer la masse volumique via l'équation d'état (24), la masse volumique devient :

$$\rho(T,P) = \frac{PM}{RT} = \frac{PM_{ref}}{RT\, f_{cor}(T,P_{ref})} \tag{27}$$

En substituant $f_{cor}(T,P_{ref})$ dans l'équation (27) par son expression dans (26), l'expression de la masse volumique corrigée en fonction de la pression est obtenue (équation (28)).

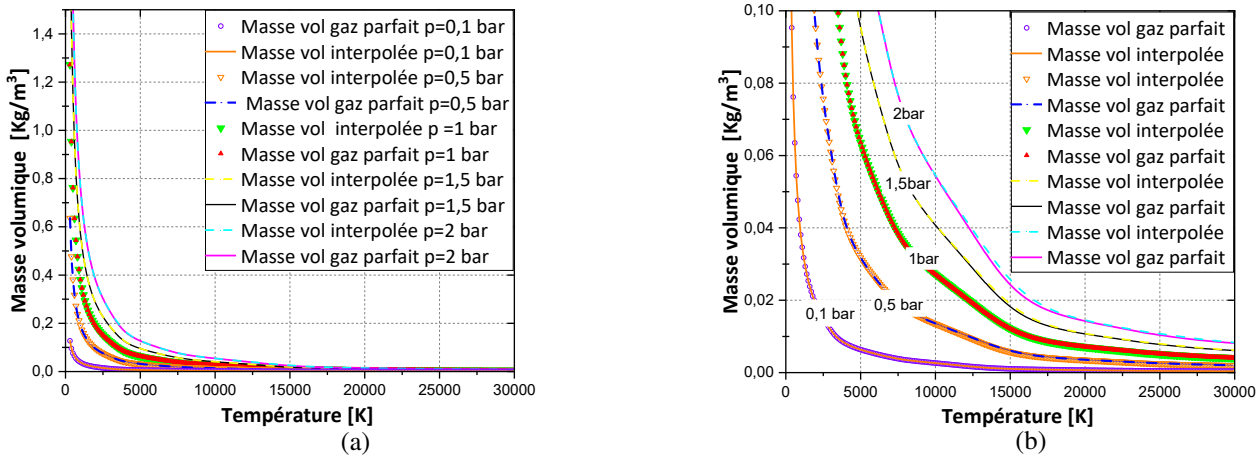
$$\rho(T,P) = \rho(T,P_{ref})\frac{P}{P_{ref}} \tag{28}$$

Où : $\rho(T,P)$ est la masse volumique du mélange corrigée par le rapport de pression, et $\rho(T,P_{ref})$ est la masse volumique du mélange à la pression de référence, déterminée via la loi de mélange définie précédemment dans (1.67).

Licence CC BY-NC-ND 3.0

E3 Validation de la loi des gaz parfaits dans l'algorithme de calcul des propriétés

Pour s'assurer de la pertinence de l'utilisation de la loi des gaz parfaits pour la correction de la masse volumique, une étude comparative des résultats issus de cette méthode à celle qui utilise des interpolations en pression est effectuée avant l'implémentation de l'algorithme dans Ansys Fluent. Pour cela, un gaz constitué d'Ar-H_2 à 80%-20% en volume, pour lequel il existe des tabulations des propriétés thermodynamiques et de transport établies par P. André, en fonction de la température (de 250 K à 35000 K) et de la pression (de 1 Pa à 2 bar), est utilisé pour cette étude. De plus, pour se mettre dans des conditions de projection réelles rencontrées en sortie de torche, lorsque le gaz plasmagène se mélange à l'air ambiant, un mélange gazeux constitué de 80% d'Ar-H_2 en masse et de 20% d'air (propriétés de l'air tabulées aussi en fonction de la température et de la pression) est considéré. Ainsi, une comparaison des valeurs de la masse volumique du mélange, déterminées par la méthode de l'interpolation en pression, ainsi que celles calculées par la loi des gaz parfaits, est réalisée en figure 24. Celle-ci représente l'évolution de la masse volumique du mélange en fonction de la température, établie pour différentes valeurs de pression dans un intervalle allant de 0,1 bar à 2 bar. Le résultat montre que la masse volumique déterminée par interpolation en pression et celle calculée via la loi des gaz parfaits sont similaires pour les différentes valeurs de pression étudiées, et ce, pour toute la gamme de températures. Cette similitude est observée d'une manière plus claire sur la figure 24b , qui représente un zoom sur la zone des plus petites valeurs de masse volumique ne dépassant pas les 0,1 Kg/m^3. À pression atmosphérique, l'erreur relative en norme L^2 définie en [1] entre les deux méthodes est de l'ordre de 0,002%. Cette erreur augmente légèrement avec l'augmentation ou la diminution de la pression et varie entre 0,1% et 0,3% selon la pression considérée.



(a) (b)

FIGURE 24 – Évolution de la masse volumique (a) et zoom sur cette évolution de la masse volumique (b) du mélange à 80% d'Ar-H_2 (à 80%-20% en volume) et 20% d'air en fonction de la température et à différentes pressions, déterminée par interpolations en pression ainsi qu'en utilisant la loi des gaz parfaits.

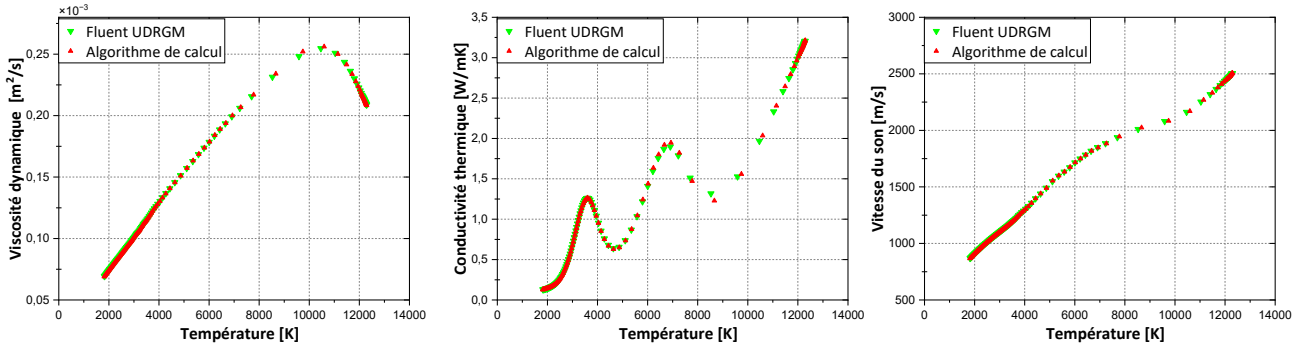
1. $(\sum_{i=1}^{n}(v_{i_{inter}} - v_{i_{gp}})^2)^{(1/2)} / (\sum_{1}^{n}(v_{i_{inter}})^2)^{(1/2)}$, où $v_{i_{inter}}$ représente la valeur de la masse volumique calculée par interpolation en pression et $v_{i_{gp}}$ la valeur de la masse volumique calculée via la loi des gaz parfaits, n étant le nombre de valeurs calculées dans la plage de température considérée.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

D'une manière générale, les deux méthodes donnent des résultats équivalents dans les plages de température et de pression qui sont testées, ceci prouve que le plasma se comporte comme un gaz parfait lorsque la pression ne dépasse pas 2 bars.
Suivant ces résultats, l'utilisation de la loi des gaz parfaits par substitution aux interpolations en pression pour la prise en compte des effets de compressibilité est validée pour la gamme de pression qui nous intéresse dans l'étude.

E4 Validation de l'implémentation de l'algorithme de calcul des propriétés dans Fluent

Pour s'assurer de la bonne prise en compte de l'algorithme par Fluent, une étude de validation est faite, elle se base sur la comparaison des valeurs des propriétés du mélange calculées sur le code CFD Fluent via l'algorithme, aux propriétés calculées directement par l'algorithme hors Fluent. Pour cela, il est nécessaire de connaître les valeurs de température, de pression et de fraction massique du mélange aux nœuds de maillage déterminées dans la simulation.
Dans le but de se mettre dans de réelles conditions de simulation de jet plasma dans l'air impliquant de très hautes températures lors du calcul des lois de mélange, une simulation d'un cas test simple de développement de jet plasma dans l'air avec une approche de modélisation de type RANS stationnaire et des conditions aux limites d'entrée qui consistent en des profils de vitesse et de température stationnaires établis expérimentalement pour de l'argon Hydrogène à 75%-25% en volume est effectuée. Après convergence, les valeurs de pression, de température et de fraction massique sont relevées sur la ligne axiale du jet et sont ensuite utilisées comme paramètres d'entrée à l'algorithme de calcul des propriétés hors fluent. Sur la base de ces données de sortie de simulation, le code de calcul effectue les interpolations aux mêmes points d'intérêt que le code fluent. Ainsi, une comparaison des valeurs des propriétés issues de Fluent et de l'algorithme de calcul suivant la ligne à laquelle les pressions et températures ont été relevées est possible.



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 25 – Comparaison de l'évolution des propriétés de transport calculées par l'UDRGM sur fluent et pas le code de calcul en fonction de la température sur l'axe du jet.

La comparaison des propriétés (viscosité dynamique, conductivité thermique et vitesse du son) calculées par Fluent via l'UDRGM et celles calculées par l'algorithme de calcul en fonction de la température (figure 25), montre que les valeurs des propriétés sont identiques. L'UDRGM est donc exécutée d'une manière correcte, donnant des résultats très précis.

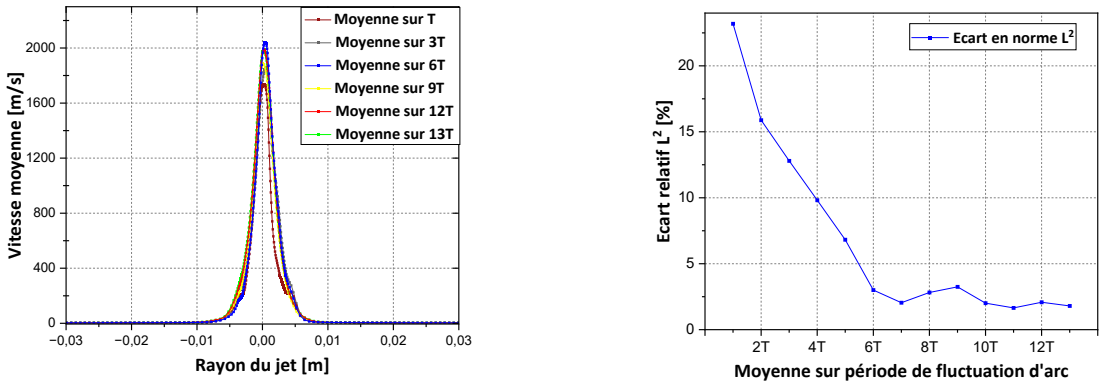
Licence CC BY-NC-ND 3.0

De ce fait, la prise en compte du code de calcul des propriétés du mélange par fluent via l'UDRGM est validée.

Annexe F : Résultats relatifs à l'écoulement issu de la torche F4 MB avec approche LES

F1 conditions aux limites d'entrée issues de la pseudo-période dupliquée

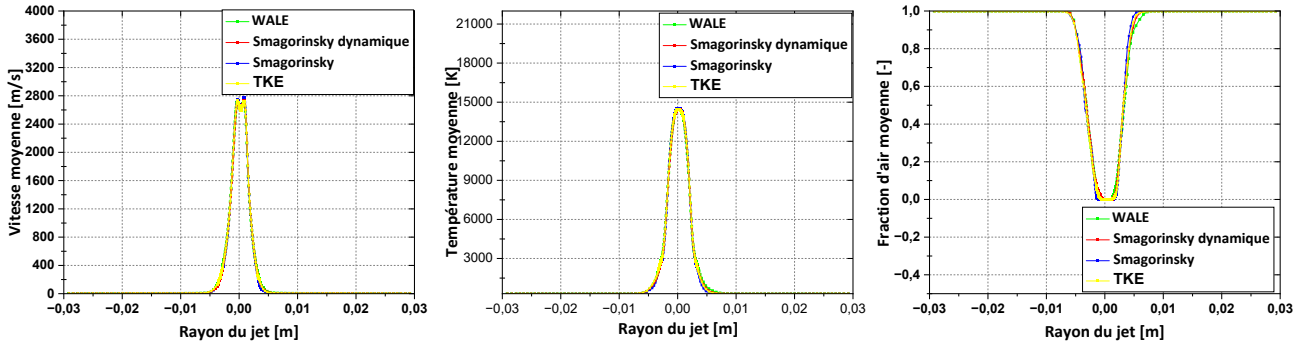
- **Convergence en moyenne temporelle du profil de vitesse radial situé à 30 mm en aval de la sortie de torche**



(a) (b)

FIGURE 26 – (a) Profil radial de vitesse moyenné en temps à 30 mm en aval de la sortie de torche suivant le nombre de pseudo-périodes "T" simulées dans le calcul (début de la moyenne à partir de la troisième période de calcul) ; (b) Écart relatif en norme L^2 entre les profils moyens successifs.

- **Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 15 mm en aval de la sortie de torche en fonction des modèles sous maille pour la viscosité turbulente.**

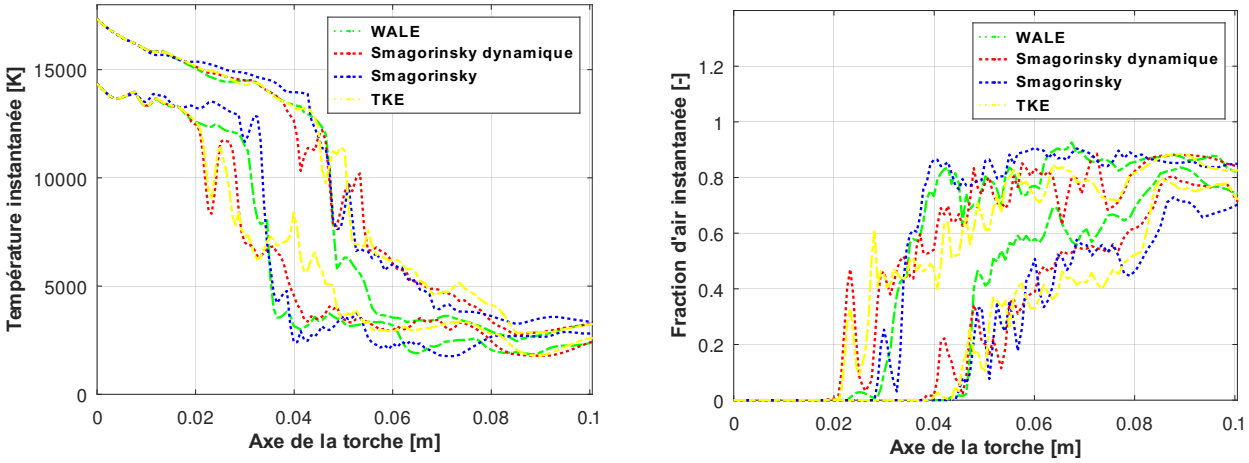


(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

FIGURE 27 – Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction d'air à 15 mm en aval de la sortie en fonction des différents modèles de sous maille de viscosité turbulente.

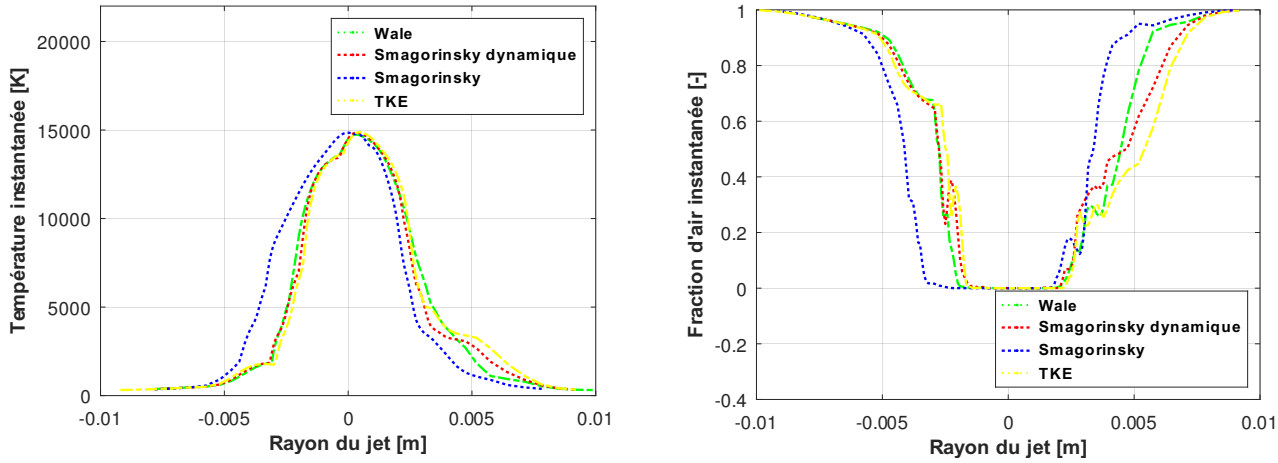
Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Enveloppes de température et de fraction d'air sur l'axe de la torche et à 30 mm en aval de la sortie de torche en fonction des modèles de sous maille de la viscosité turbulente.**



(a) (b)

FIGURE 28 – Enveloppes minimales et maximales axiale de température (a) et de fraction massique d'air (b) sur l'axe de la torche en fonction des modèles de sous maille de la viscosité turbulente.

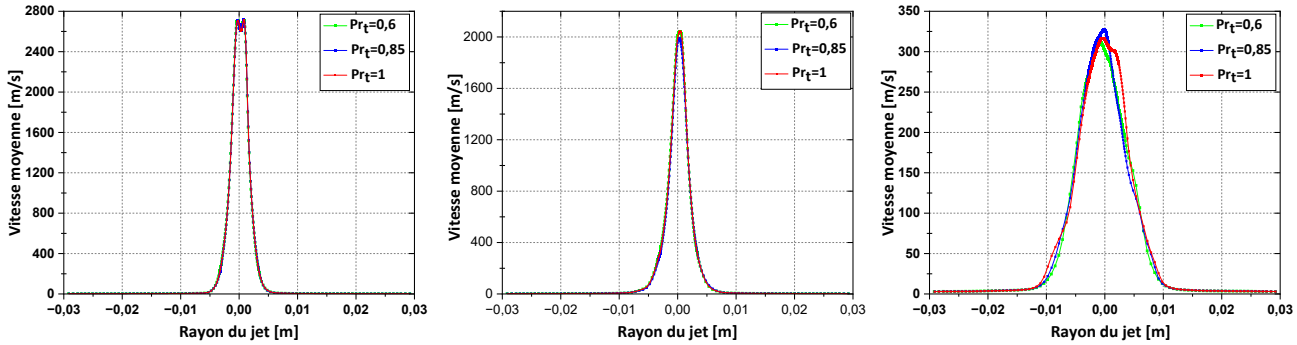


(a) (b)

FIGURE 29 – Enveloppe maximale de température (a) et de fraction massique d'air (b) à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des différents modèles de sous maille de la viscosité turbulente.

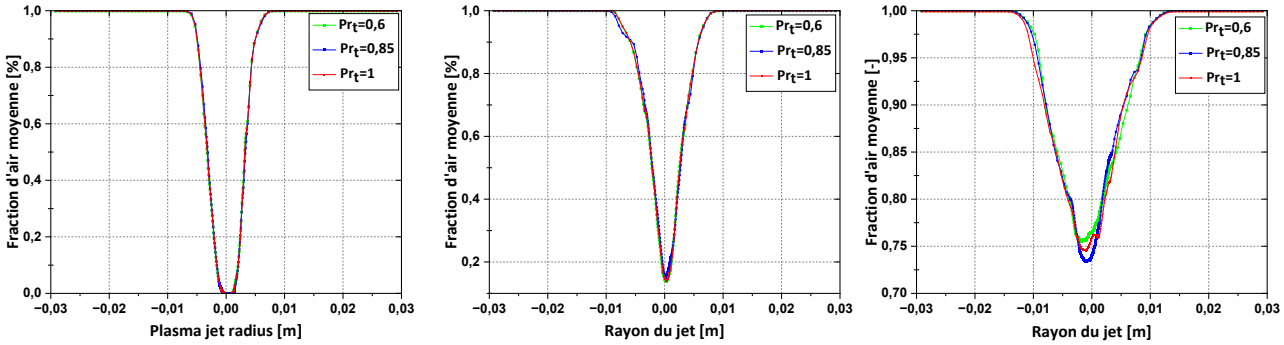
Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Profils radiaux moyens de vitesse et de fraction massique d'air à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des modèles sous maille de la conductivité turbulente.**



(a) : Vitesse à 15 mm (b) : Vitesse à 30 mm (c) : Vitesse à 80 mm

FIGURE 30 – Profils moyens radiaux de vitesse à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Prandtl turbulent pour la modélisation de la conductivité turbulente.

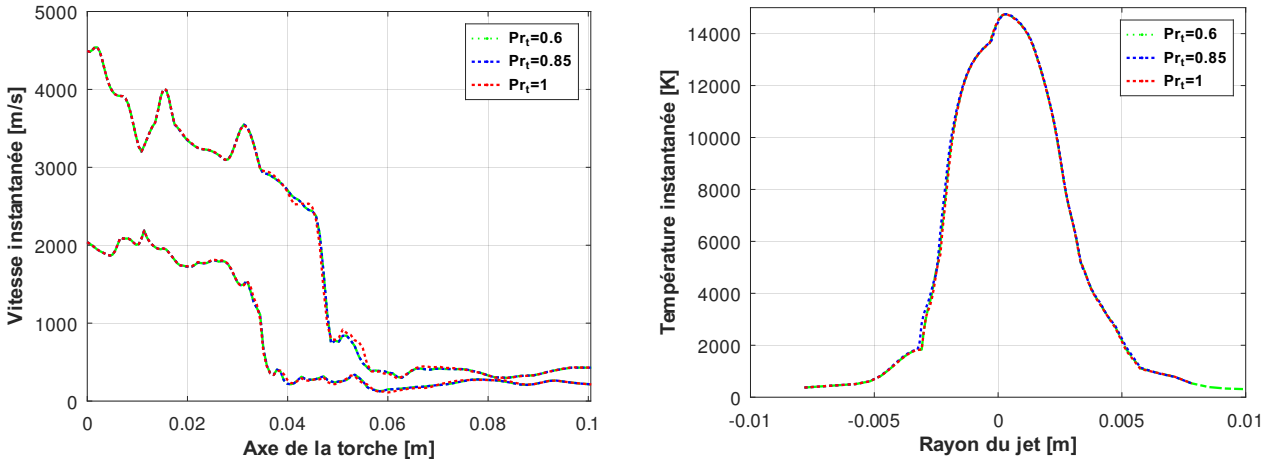


(a) : Fraction d'air à 15 mm (b) : Fraction d'air à 30 mm (c) : Fraction d'air à 80 mm

FIGURE 31 – Profils radiaux moyens de fraction massique d'air à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Prandtl turbulent pour la modélisation de la conductivité turbulente.

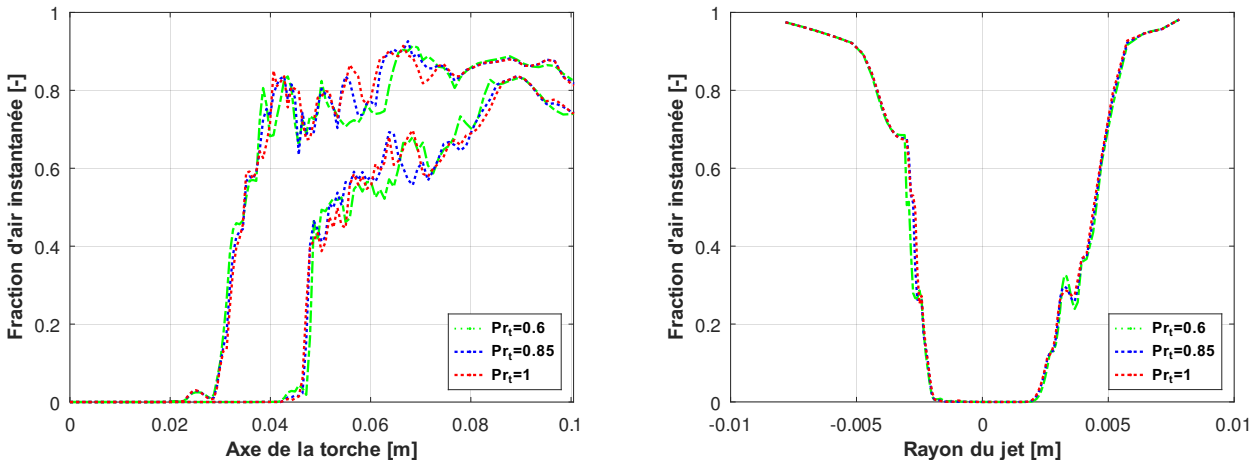
Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Enveloppes minimale et maximale de vitesse et de fraction massique d'air sur l'axe de la torche et à 30 mm en aval de la sortie de torche.**



(a) (b)

FIGURE 32 – Enveloppe minimale et maximale de vitesse sur l'axe de la torche (a) et à 30 mm aval de la sortie de torche en (b), en fonction des valeurs du nombre de Prandtl turbulent.

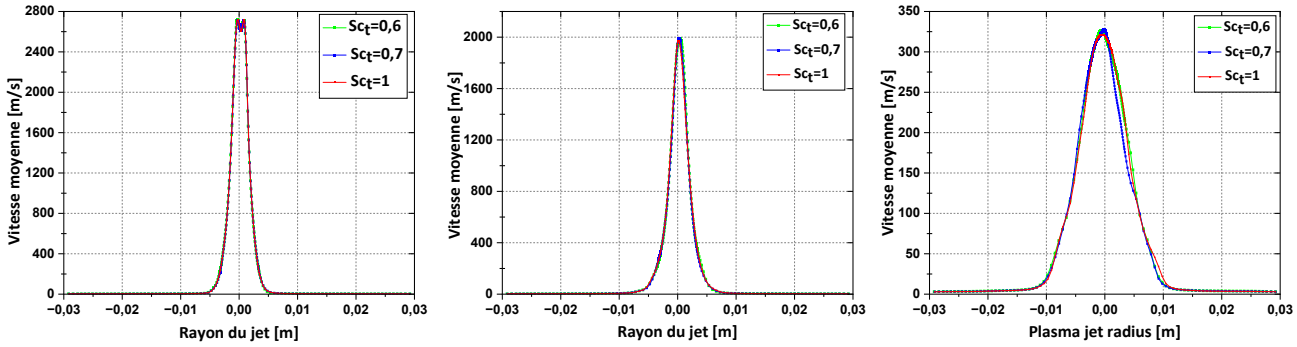


(a) (b)

FIGURE 33 – Enveloppe minimale et maximale de vitesse sur l'axe de la torche (a), et à 30 mm en aval de la sortie de torche (b), en fonction des valeurs du nombre de Prandtl turbulent.

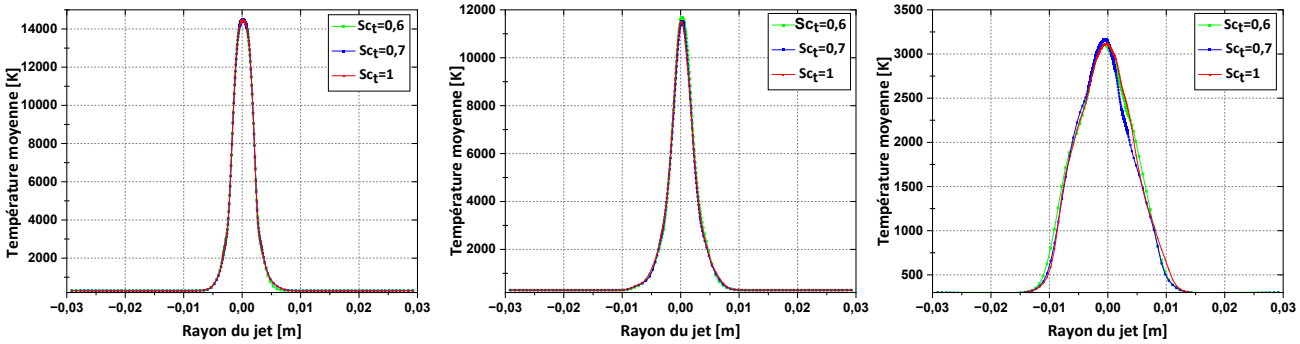
Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Profils radiaux moyens de vitesse et de température à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des modèles sous maille de diffusivité turbulente des espèces.**



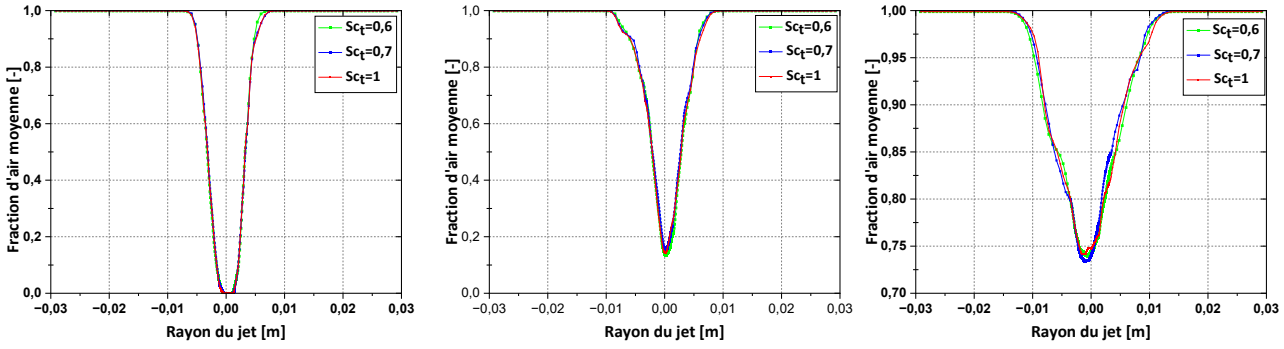
(a) : Vitesse à 15 mm (b) : Vitesse à 30 mm (c) : Vitesse à 80 mm

FIGURE 34 – Profils radiaux moyens de vitesse à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent pour la modélisation de la diffusivité turbulente des espèces.



(a) : Température à 15 mm (b) : Température à 30 mm (c) : Température à 80 mm

FIGURE 36 – Profils radiaux moyens de température à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent pour la modélisation de la diffusivité turbulente des espèces.

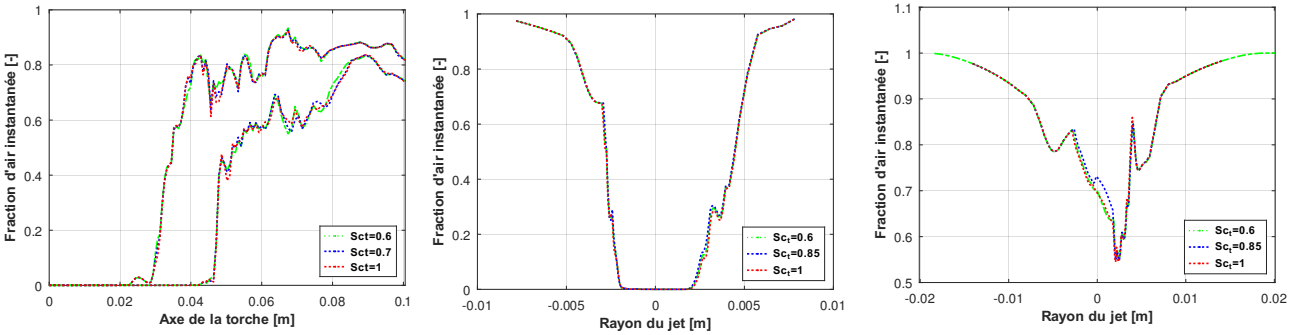


(a) : 15 mm (b) : 30 mm (c) : 80 mm

FIGURE 37 – Profils radiaux moyens de fraction d'air à 15 mm, 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

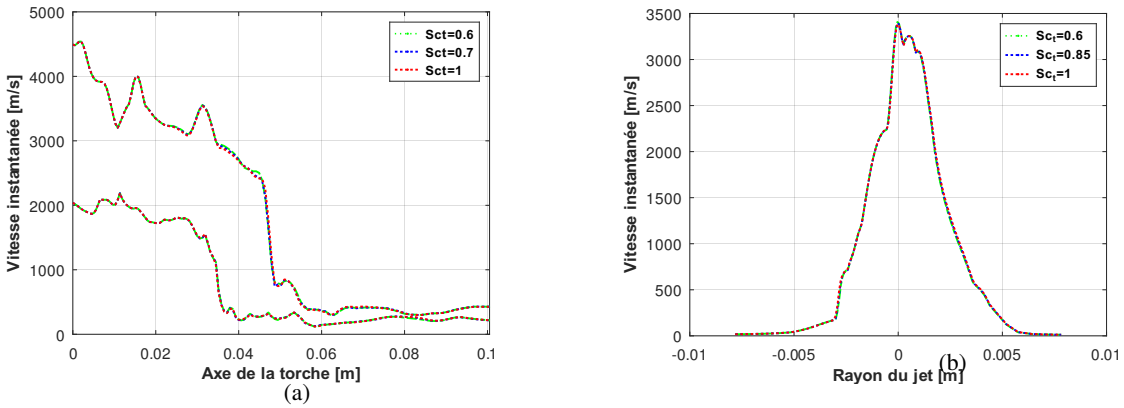
Enveloppes minimale et maximale de fraction massique d'air sur l'axe de la torche et à 30 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des modèles sous maille de diffusivité turbulente



(a) (b) (c)

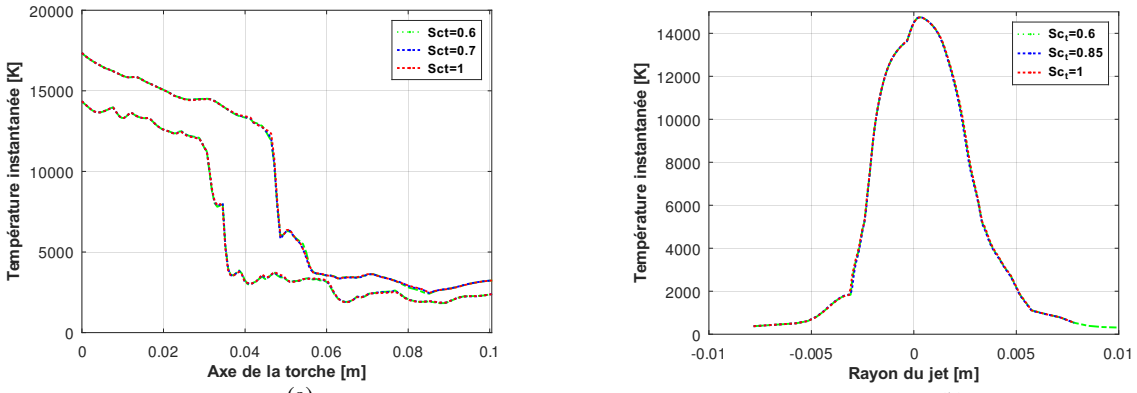
FIGURE 38 – Enveloppe minimale et maximale de la fraction massique d'air suivant l'axe de la torche, 30 mm en (b) et 80 mm (c) en aval de la sortie de torche, en fonction des valeurs du nombre de Schmidt turbulent.

Enveloppes minimale et maximale de vitesse et de température sur l'axe de la torche et à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des modèles de sous maille de diffusivité turbulente.



(a) (b)

FIGURE 39 – Enveloppes minimale et maximale de vitesse sur l'axe de la torche (a) et à 30 mm en aval de la sortie de torche (b), en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent.



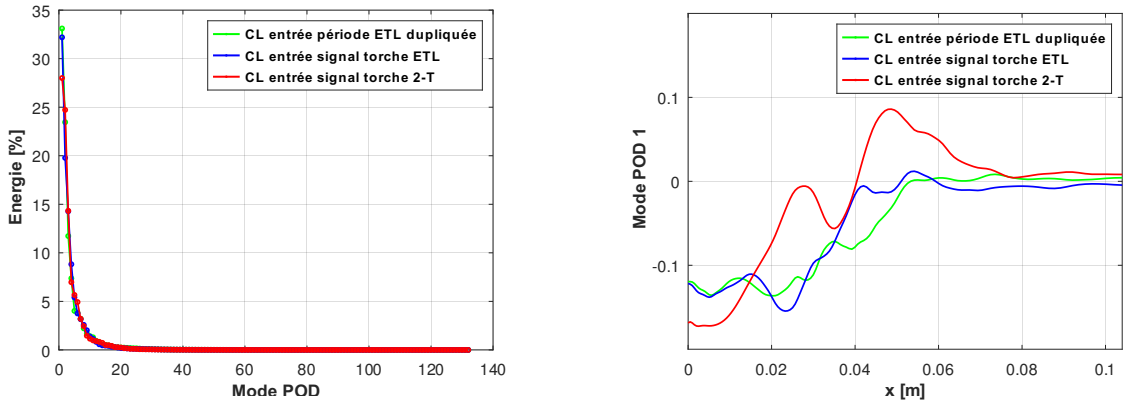
(a) (b)

FIGURE 40 – Enveloppes minimale et maximale de température sur l'axe de la torche (a) et à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction de la valeur du nombre de Schmidt turbulent.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

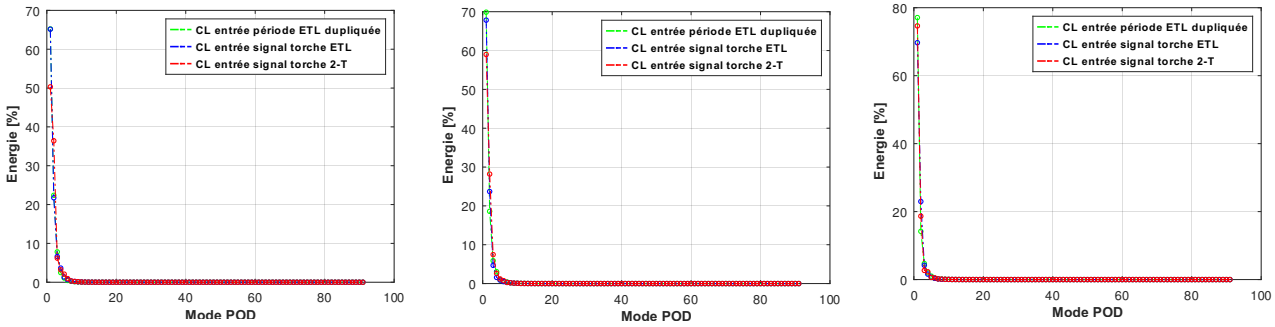
F2 Analyse POD et spectrale en fonction des différentes conditions aux limites d'entrée (spectre torche complet ETL, pseudo-période dupliquée, spectre torche 2-T)

- **Analyse POD suivant l'axe de la torche et radialement**



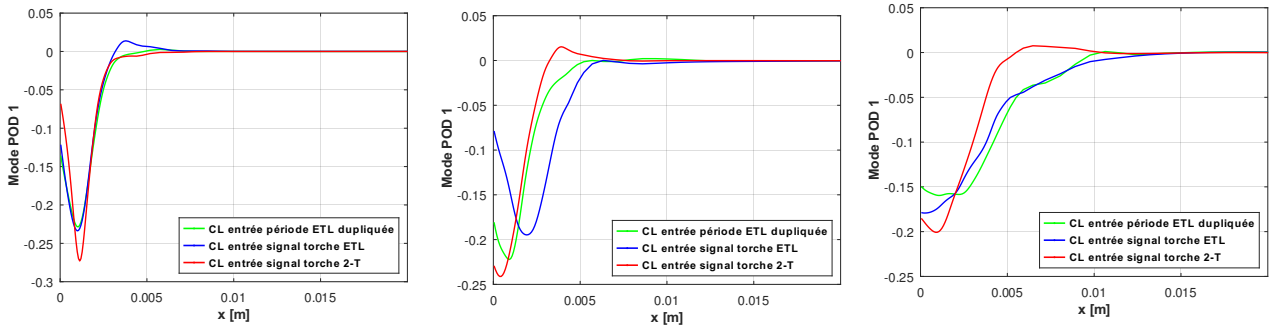
(a) (b)

FIGURE 41 – (a) : Énergie en fonction des modes POD sur l'axe de la torche ; (b) : Variation spatiale du mode 1.



(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 42 – Variation de l'énergie en fonction des modes POD aux différents rayons localisés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, pour les différentes conditions aux limites d'entrée

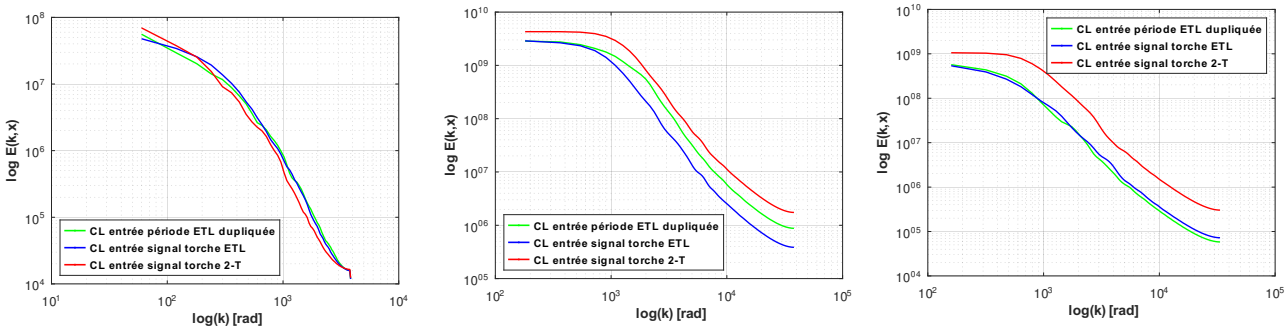


(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 43 – Variation spatiale du mode 1 suivant les rayons situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche, pour les différentes conditions aux limites d'entrée.

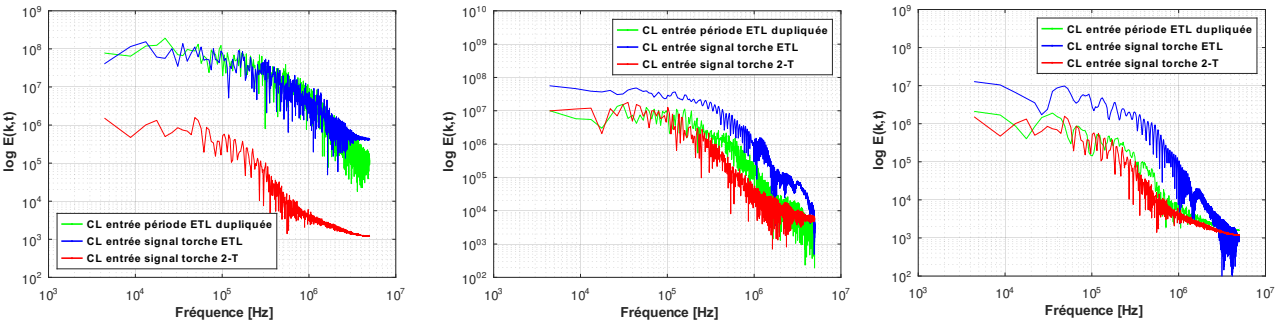
Licence CC BY-NC-ND 3.0

- **Analyse spectrale suivant l'axe de la torche et radialement**



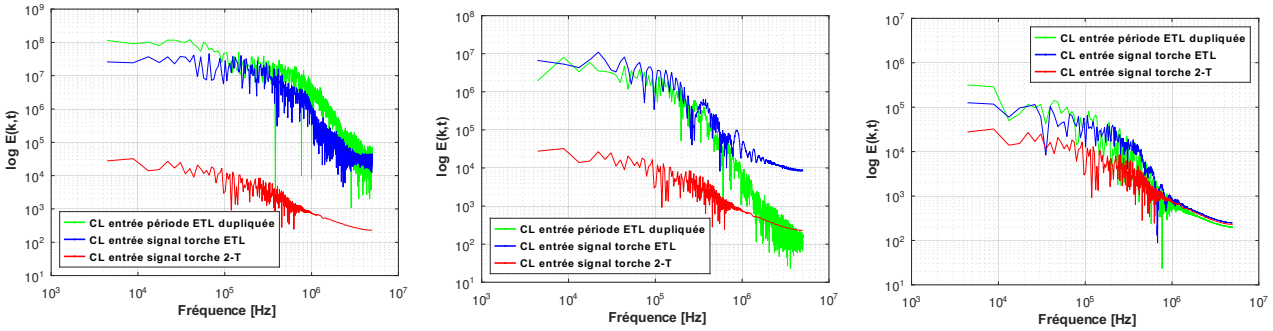
(a) : axe (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 44 – Densité spectrale moyenne en nombre d'onde suivant l'axe de la torche et suivant les rayons situés à 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche en fonction des différentes conditions aux limites d'entrées.



(a) : x=30 mm et y=0 (b) : x=30 mm et y=4 mm (c) : x=30 mm et y=6 mm

FIGURE 45 – Densité spectrale en fréquence sur des points situés à 30 mm en sortie de torche.



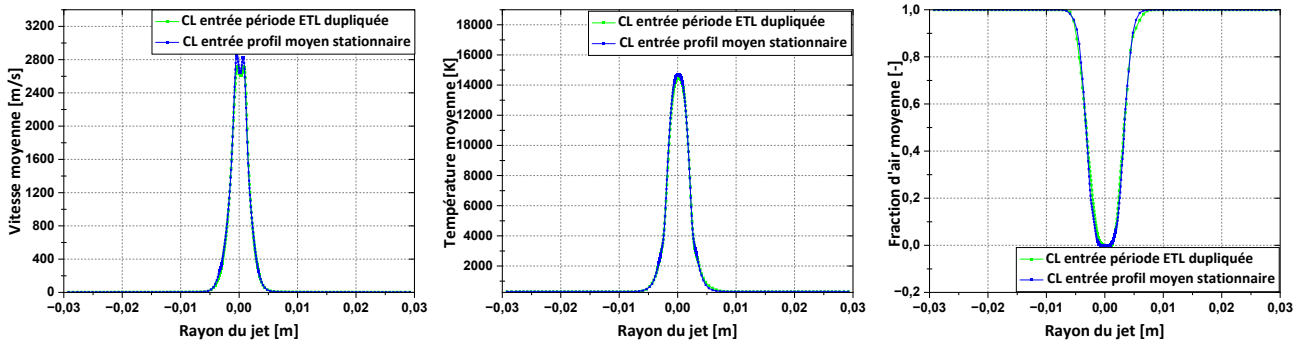
(a) : x=50 mm et y=0 (b) : x=50 mm et y=6 mm (c) : x=50 mm et y=10 mm

FIGURE 46 – Densité spectrale en fréquence sur des points situés à 50 mm en sortie de torche.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

F3 Comparaison des écoulements issus de la torche F4 avec des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires

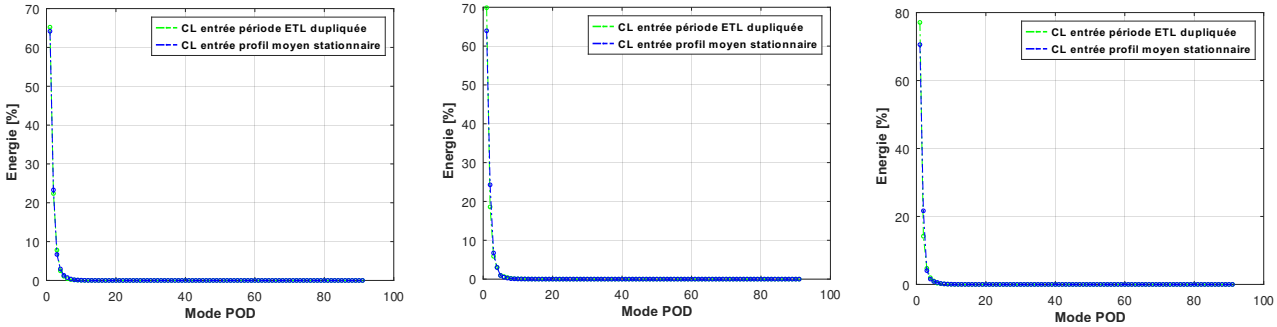
- **Profils moyens de vitesse et de température et de fraction d'air à 15 mm en sortie en fonction des conditions aux limites stationnaires et instationnaires.**



(a) : Vitesse (b) : Température (c) : Fraction d'air

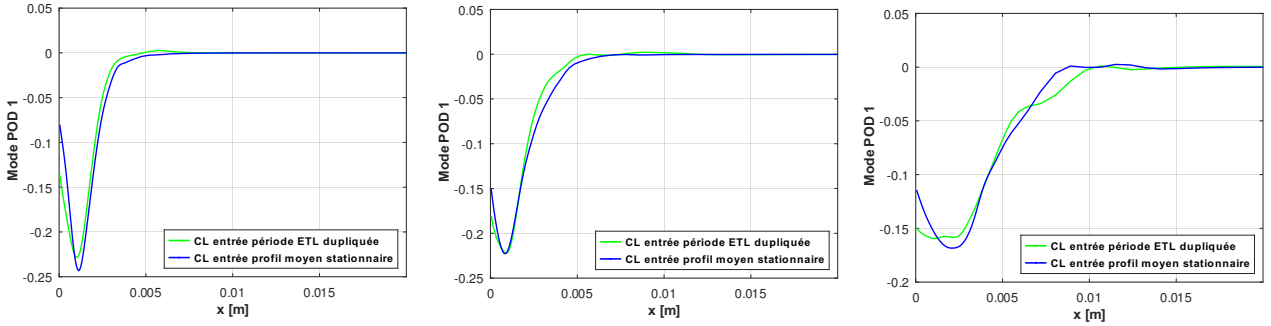
FIGURE 47 – Profils moyens radiaux de vitesse, de température et de fraction massique d'air à 15 mm en aval de la sortie de torche.

Analyse POD suivant les rayons situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.



(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 48 – Variation de l'énergie en fonction des modes POD pour les différentes conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires suivant les rayons situés à 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

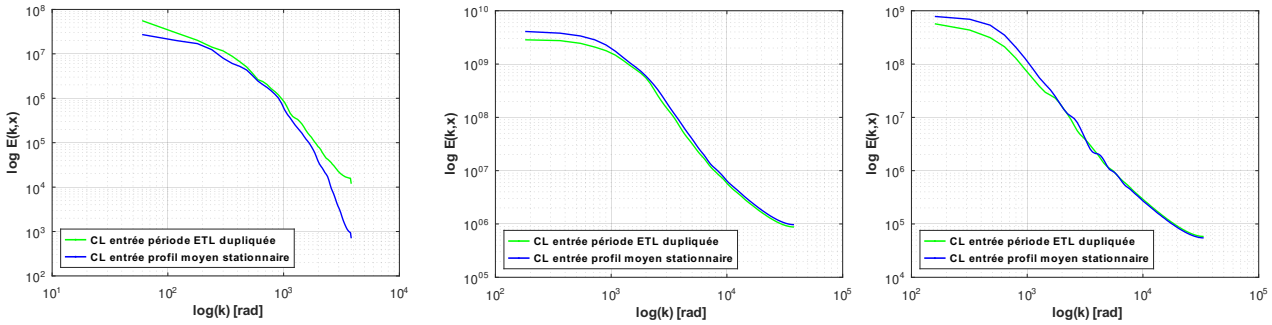


(a) : 30 mm (b) : 50 mm (c) : 80 mm

FIGURE 49 – Variation spatiale du mode 1 en fonction des conditions aux limites d'entrée stationnaires et instationnaires aux différentes lignes radiales considérées.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

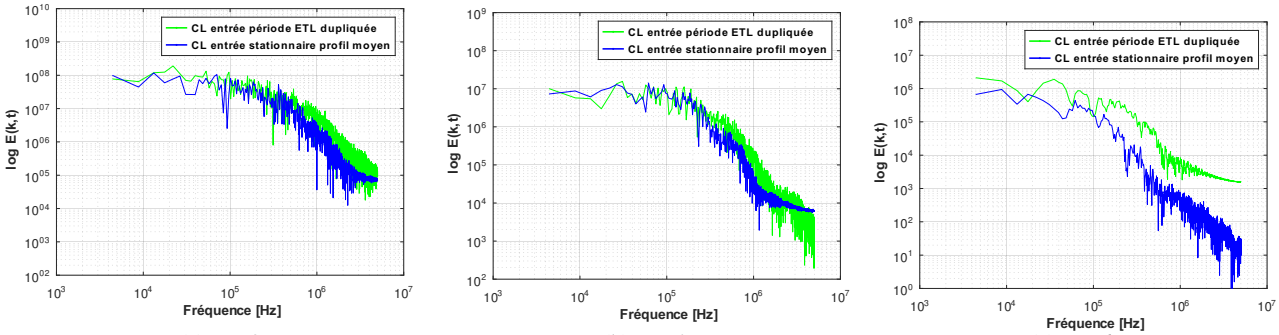
- **Analyse spectrale en nombre d'onde suivant l'axe et radialement**



(a) : axe (b) : 50 mm (c) : 80 mm

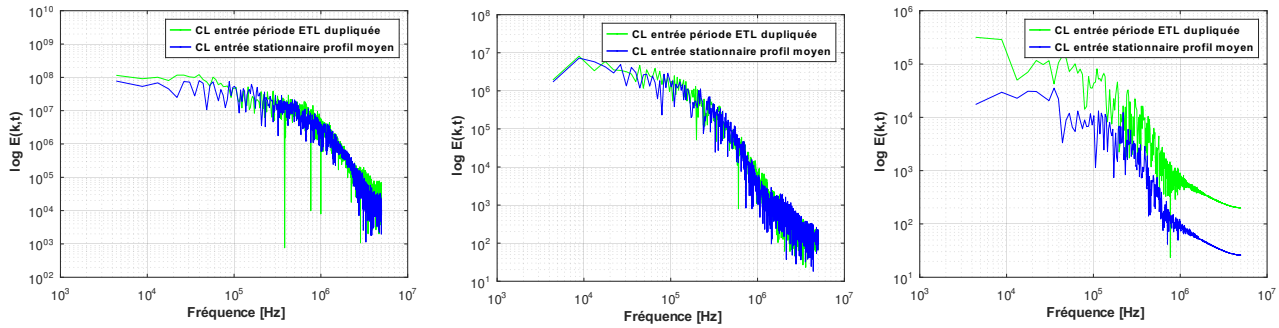
FIGURE 50 – Densité spectrale moyenne axiale (a) et radiales localisées à 50 mm (b) et 80 mm (c) en aval de la sortie de torche en fonction des conditions aux limites d'entrées stationnaires et instationnaires.

- **Analyse spectrale en fréquence**



(a) : y=0 (b) : y=4 mm (c) : y=6 mm

FIGURE 51 – Densité spectrale fréquentielle à différentes positions radiales dans la couche de mélange pour un point située à 30 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des conditions aux limites d'entrées stationnaires et instationnaires.



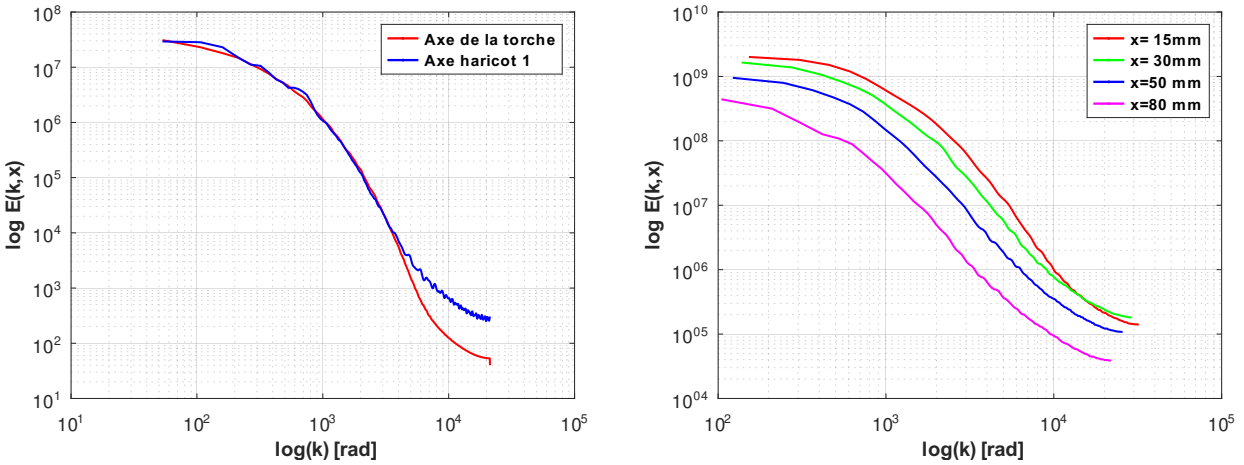
(a) : y=0 (b) : y=6 mm (c) : y=10 mm

FIGURE 52 – Densité spectrale fréquentielle à différentes positions radiales dans la couche de mélange pour un point située à 50 mm en aval de la sortie de torche, en fonction des conditions au limites d'entrées stationnaires et instationnaires.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Annexe G : Résultats avec approche LES et torche Axial III+

Densité spectrale axiale et radiale à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de tuyère.



(a) : Axialement

(b) : Radialement

FIGURE 53 – Densité spectrale moyenne d'énergie sur l'axe de la torche, l'axe du haricot 1 ainsi que sur les différents rayons situés à 15 mm, 30 mm, 50 mm et 80 mm en aval de la sortie de torche.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Références bibliographiques

[1] Vishnu SANKAR. “Thermal Barrier Coatings Material Selection, Method of Preparation and Applications - Review”. In : *International Journal of Mechanical Engineering and Robotics Research (IJMERR)* 3.2 (2014). ISSN : 2278-0149.

[2] Uwe SCHULZ et al. “Some recent trends in research and technology of advanced thermal barrier coatings”. en. In : *Aerospace Science and Technology* 7.1 (jan. 2003), p. 73-80. ISSN : 12709638.

[3] Armelle VARDELLE. *Procédés émergents en projection plasma dans le contexte de la fabrication durable*. [Vidéo]. RPF. 7 juin 2018.

[4] Uwe SCHULZ et al. “Review on Advanced EB-PVD Ceramic Topcoats for TBC Applications”. en. In : *International Journal of Applied Ceramic Technology* 1.4 (oct. 2004), p. 302-315. ISSN : 1546-542X, 1744-7402.

[5] Georg MAUER et Robert VASSEN. “Coatings with Columnar Microstructures for Thermal Barrier Applications”. en. In : *Advanced Engineering Materials* 22.6 (juin 2020), p. 1900988. ISSN : 1438-1656, 1527-2648.

[6] Maniya AGHASIBEIG et al. “A Review on Suspension Thermal Spray Patented Technology Evolution”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 28.7 (oct. 2019), p. 1579-1605. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[7] R. S. LIMA, B. M. GUERREIRO et M. AGHASIBEIG. “Microstructural Characterization and Room-Temperature Erosion Behavior of As-Deposited SPS, EB-PVD and APS YSZ-Based TBCs”. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 28.1-2 (2019), p. 223-232.

[8] Frédéric ARCHAMBEAU, Namane MÉCHITOUA et Marc SAKIZ. “Code Saturne : A Finite Volume Code for the computation of turbulent incompressible flows - Industrial Applications”. In : *International Journal on Finite Volumes* (2004).

[9] ANSYS, INC. *ANSYS Fluent, Release 2021 R2*. CFD Software. ANSYS, Inc. Canonsburg, PA, USA, 2021.

[10] P FAUCHAIS. “Understanding plasma spraying”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 37.9 (mai 2004), R86-R108. ISSN : 0022-3727, 1361-6463.

[11] Jiale TIAN et al. “Research progress on the high-temperature oxidation resistance and hot corrosion resistance of MCrAlY coatings”. en. In : *Journal of Materials Science* 60.5 (fév. 2025), p. 2224-2251. ISSN : 0022-2461, 1573-4803.

[12] Pierre L. FAUCHAIS, Joachim V.R. HEBERLEIN et Maher I. BOULOS. *Thermal Spray Fundamentals : From Powder to Part*. en. Boston, MA : Springer US, 2014.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[13] Albert FEUERSTEIN et al. “Technical and Economical Aspects of Current Thermal Barrier Coating Systems for Gas Turbine Engines by Thermal Spray and EBPVD : A Review”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 17.2 (juin 2008), p. 199-213. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[14] N. TASSINI et al. “Study of the amplitude-dependent mechanical behaviour of yttria-stabilised zirconia thermal barrier coatings”. en. In : *Journal of the European Ceramic Society* 27.2-3 (jan. 2007), p. 1487-1491. ISSN : 09552219.

[15] T. W. CLYNE et S. C. GILL. “Residual Stresses in Thermal Spray Coatings and Their Effect on Interfacial Adhesion : A Review of Recent Work”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 5.4 (déc. 1996), p. 401-418. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[16] E. PFENDER, W. L. T. CHEN et R. SPORES. “A New Look at the Thermal and Gas Dynamic Characteristics of a Plasma Jet”. In : *Thermal Spray Research and Applications*. Sous la dir. de T. F. BERNECKI. Materials Park, OH, USA : ASM International, 1990, p. 1-10.

[17] Rodion ZHUKOVSKII. “Matériaux Céramiques et Traitements de Surface”. Sciences et Ingénierie des Matériaux, Mécanique, Énergétique (SIMME). Institut de Recherche sur les Céramiques (IRCER). Thèse de doctorat. Limoges, France : Université de Limoges, jan. 2020.

[18] S. RUSS, P. J. STRYKOWSKI et E. PFENDER. “Mixing in plasma and low density jets”. en. In : *Experiments in Fluids* 16.5 (avr. 1994), p. 297-307. ISSN : 0723-4864, 1432-1114.

[19] S. A. WUTZKE, E. PFENDER et E. R. G. ECKERT. “Study of electric arc behavior with superimposed flow.” en. In : *AIAA Journal* 5.4 (avr. 1967), p. 707-713. ISSN : 0001-1452, 1533-385X.

[20] Z. DUAN et J. HEBERLEIN. “Arc Instabilities in a Plasma Spray Torch”. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 11.1 (mars 2002), p. 44-51.

[21] C. CHAZELAS, J.F. COUDERT et P. FAUCHAIS. “Arc root behavior in plasma spray torch”. In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 33.2 (2005), p. 416-417.

[22] J. F. COUDERT, M. P. PLANCHE et P. FAUCHAIS. “Characterization of d.c. plasma torch voltage fluctuations”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 16.S1 (mars 1995), S211-S227. ISSN : 0272-4324, 1572-8986.

[23] M-P PLANCHE. “Contribution à l’étude des fluctuations dans une torche à plasma. Application à la dynamique de l’arc et aux mesures de vitesse d’écoulement”. In : *Thèse, Uinversité de Limoges* (1995).

[24] Joachim V. HEBERLEIN. “Electrode phenomena in DC arcs and their influence on plasma torch design”. en. In : *High Temperature Material Processes (An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes)* 6.3 (2002), p. 18. ISSN : 1093-3611.

[25] Z DUAN. “Investigations of plasma instabilities in a spray torch”. Thèse de doct. Minneapolis et Saint Paul, Minnesota, United States. : University of Minnesota, 2000.

[26] J. F. BISSON, B. GAUTHIER et C. MOREAU. “Effect of Plasma Fluctuations on In-Flight Particle Parameters”. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 12.1 (mars 2003), p. 38-43.

[27] A. JOULIA et al. “Tailoring the Spray Conditions for Suspension Plasma Spraying”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* (nov. 2014). ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[28] Sen-Hui LIU et al. “A review and progress of multiphase flows in atmospheric and low pressure plasma spray advanced coating”. en. In : *Materials Today Physics* 27 (oct. 2022), p. 100832. ISSN : 25425293.

[29] Céline CARUYER. “Modélisation de nanomatériaux injectés par voie liquide dans un jet de plasma pour la fabrication de nanostructures”. Français. Thèse. BORDEAUX : Université Bordeaux 1, oct. 2011.

[30] G MARIAUX. “Modélisation des écoulements instationaires et génie des procédés”. In : *HDR, Uinversité de Limoges* (2012).

[31] E. PFENDER, J. FINCKE et R. SPORES. “Entrainment of cold gas into thermal plasma jets”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 11.4 (déc. 1991), p. 529-543.

[32] Ashish GANVIR. “Microstructure and Thermal Conductivity of Liquid Feedstock Plasma Sprayed Thermal Barrier Coatings”. Thèse de doct. University West SE-46186 Trollhättan Sweden, fév. 2016.

[33] Armelle VARDELLE et al. “A Perspective on Plasma Spray Technology”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 35.3 (mai 2015), p. 491-509. ISSN : 0272-4324, 1572-8986.

[34] J. L. MARQUÉS, G. FORSTER et J. SCHEIN. “Multi-Electrode Plasma Torches : Motivation for Development and Current State-of-the-Art”. en. In : *The Open Plasma Physics Journal* 2.1 (jan. 2009), p. 89-98.

[35] Stephan ZIMMERMANN et al. “Characterization of an Axial-Injection Plasma Spray Torch”. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 30.7 (oct. 2021), p. 1724-1736.

[36] P. FAUCHAIS et al. “Operating parameters for suspension and solution plasma-spray coatings”. en. In : *Surface and Coatings Technology* 202.18 (juin 2008), p. 4309-4317. ISSN : 02578972.

[37] Holger KASSNER et al. “Application of Suspension Plasma Spraying (SPS) for Manufactur of Ceramic Coatings”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 17.1 (mars 2008), p. 115-123. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[38] V. RAT et al. “In-Flight Mechanisms in Suspension Plasma Spraying : Issues and Perspectives”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 31.4 (avr. 2022), p. 699-715. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[39] P. FAUCHAIS et al. “Understanding of suspension DC plasma spraying of finely structured coatings for SOFC”. In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 33.2 (avr. 2005), p. 920-930. ISSN : 0093-3813.

[40] Jaehoo LEE et al. “Yttrium Oxyfluoride Coatings Deposited by Suspension Plasma Spraying Using Coaxial Feeding”. en. In : *Coatings* 10.5 (mai 2020), p. 481. ISSN : 2079-6412.

[41] P. FAUCHAIS et al. “Parameters Controlling Liquid Plasma Spraying : Solutions, Sols, or Suspensions”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 17.1 (mars 2008), p. 31-59. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[42] Cecile MARCHAND. “Projection plasma de précurseurs liquides : étude numérique de l’injection et de la fragmentation du liquide”. Thèse de doct. l’Université de Limoges, 2008.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[43] M. PILCH et C.A. ERDMAN. “Use of breakup time data and velocity history data to predict the maximum size of stable fragments for acceleration-induced breakup of a liquid drop”. en. In : *International Journal of Multiphase Flow* 13.6 (nov. 1987), p. 741-757. ISSN : 03019322.

[44] C. DELBOS. “Contribution à la compréhension de l’injection par voie liquide de céramiques (Y.S.Z., Pérovskite,...) ou métaux (Ni,...) dans un plasma d’arc soufflé afin d’élaborer des dépôts finement structurés pour S.O.F.Cs”. Thèse de doctorat. Limoges, France : Université de Limoges, 2004.

[45] R. RAMPON et al. “Influence of suspension characteristics on coatings microstructure obtained by suspension plasma spraying”. en. In : *Surface and Coatings Technology* 202.18 (juin 2008), p. 4337-4342. ISSN : 02578972.

[46] Maxime GAUDIN et al. “Diagnostic of the Liquid Injection Behavior in the Case of Axial Suspension Plasma Spray (ASPS)”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 34.2-3 (mars 2025), p. 753-764. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[47] K WITTMANN-TENEZE. “Etude de l’élaboration de couches minces par projection plasma”. Thèse de doct. Université de Limoges, 2001.

[48] Anis CHERGUI et al. “Physical Mechanisms in Plasma Spray Processing of Suspensions”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 34.2-3 (mars 2025), p. 735-752. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[49] F. JABBARI et al. “A Numerical Study of Suspension Injection in Plasma-Spraying Process”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 23.1-2 (jan. 2014), p. 3-13.

[50] Aurélien JOULIA et al. “Comparing the deposition mechanisms in suspension plasma spray (SPS) and solution precursor plasma spray (SPPS) deposition of yttria-stabilised zirconia (YSZ)”. en. In : *Journal of the European Ceramic Society* 34.15 (déc. 2014), p. 3925-3940. ISSN : 09552219.

[51] Benjamin BERNARD. “Barrières thermiques par projection plasma de suspensions : développement et caractérisation de microstructures à faible conductivité thermique”. français. Thèse de doctorat. France : Université de Lorraine, 2016.

[52] Kent VANEVERY, Matthew John M. KRANE et Rodney W. TRICE. “Parametric study of suspension plasma spray processing parameters on coating microstructures manufactured from nanoscale yttria-stabilized zirconia”. en. In : *Surface and Coatings Technology* 206.8-9 (jan. 2012), p. 2464-2473. ISSN : 02578972.

[53] R. VERT. “Élaboration par projection plasma d’un revêtement céramique sur un substrat métallique mince de faible rugosité : usage d’une sous-couche d’adhérence nanostructurée”. français. Thèse de doctorat. Limoges, France : Université de Limoges, 2011.

[54] Abba A. ABUBAKAR, Abul Fazal M. ARIF et S. Sohail AKHTAR. “Evolution of internal cracks and residual stress during deposition of TBC”. en. In : *Ceramics International* 46.17 (déc. 2020), p. 26731-26753. ISSN : 02728842.

[55] P FAUCHAIS et al. “Engineering a new class of thermal spray nano-based microstructures from agglomerated nanostructured particles, suspensions and solutions : an invited review”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 44.9 (mars 2011), p. 093001. ISSN : 0022-3727, 1361-6463.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[56] Yachen FENG et al. “Understanding the Correlations Between the Formation of Columnar Structures and Suspension Properties for Suspension Plasma-Sprayed Thermal Barrier Coatings”. en. In : *Coatings* 15.10 (oct. 2025), p. 1132. ISSN : 2079-6412.

[57] Nicholas CURRY et al. “Performance Testing of Suspension Plasma Sprayed Thermal Barrier Coatings Produced with Varied Suspension Parameters”. en. In : *Coatings* 5.3 (juill. 2015), p. 338-356. ISSN : 2079-6412.

[58] Paweł SOKOŁOWSKI et al. “The key process parameters influencing formation of columnar microstructure in suspension plasma sprayed zirconia coatings”. en. In : *Surface and Coatings Technology* 260 (déc. 2014), p. 97-106. ISSN : 02578972.

[59] Alice DOLMAIRE et al. “Benefits of Hydrogen in a Segmented-Anode Plasma Torch in Suspension Plasma Spraying”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 30.1-2 (jan. 2021), p. 236-250. ISSN : 1059-9630, 1544-1016.

[60] Marcel LESIEUR. *Turbulence*. fr. 2e. Grenoble, 2013.

[61] Marcel LESIEUR. *Turbulence in fluids*. en. 4th rev. and enl. ed. Fluid mechanics and its applications. Springer, 2008.

[62] Amélie DANLOS. “Dynamique des jets contrôlés : Application à l’étude du mélange dans des écoulements de jets annulaires à très grand rapport de diamètres”. Français. Thèse de doct. Rouen : Université de Rouen, 2009.

[63] Steven A. ORSZAG. “Accurate solution of the Orr–Sommerfeld stability equation”. en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 50.4 (déc. 1971), p. 689-703.

[64] A. TOWNSEND. “The Structure of Turbulent Shear Flow Cambridge University Press, 1956. 315 pp. 40”. en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 1.5 (nov. 1956), p. 554-560.

[65] S. J. KLINE et al. “The structure of turbulent boundary layers”. en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 30.4 (déc. 1967), p. 741-773.

[66] Garry L. BROWN et Anatol ROSHKO. “On density effects and large structure in turbulent mixing layers”. en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 64.4 (juill. 1974), p. 775-816.

[67] Lewis Fry RICHARDSON et Peter LYNCH. *Weather Prediction by Numerical Process*. 2e éd. Cambridge University Press, août 2007.

[68] Andreï NikolaïevitchN KOLMOGOROV. “Local structure of turbulance in an incompressible viscous fluid at very high Reynolds numbers”. In : *Soviet Physics Uspekhi* 10.6 (juin 1968), p. 734-746.

[69] Masaya SHIGETA. “Turbulence modelling of thermal plasma flows”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 49.49 (déc. 2016), p. 493001.

[70] R. SPORES et E. PFENDER. “Flow structure of a turbulent thermal plasma jet”. en. In : *Surface and Coatings Technology* 37.3 (juin 1989), p. 251-270.

[71] K. BOBZIN, H. HEINEMANN et A. O‘BRIEN. “Capturing the Influence of Jet Fluctuations on Particles in Plasma Spraying”. In : sous la dir. de F. AZARMI et al. Virtual, juin 2021, p. 379-385.

[72] Masaya SHIGETA. “Time-dependent 3D simulation of an argon RF inductively coupled thermal plasma”. In : *Plasma Sources Science and Technology* 21.5 (oct. 2012), p. 055029.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[73] Anthony LEONARD. “Energy Cascade in Large-Eddy Simulations of Turbulent Fluid Flows”. en. In : *Advances in Geophysics*. T. 18. Elsevier, 1975, p. 237-248.

[74] J. SMAGORINSKY. “General circulation experiments with the primitive equations : I. The basic experiment”. en. In : *Monthly Weather Review* 91.3 (mars 1963), p. 99-164.

[75] J. W. DEARDORFF. “The Use of Subgrid Transport Equations in a Three-Dimensional Model of Atmospheric Turbulence”. en. In : *Journal of Fluids Engineering* 95.3 (sept. 1973), p. 429-438.

[76] Massimo GERMANO et al. “A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model”. en. In : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* 3 (juill. 1991), p. 1760-1765.

[77] D. K. LILLY. “A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method”. en. In : *Physics of Fluids A : Fluid Dynamics* 3 (mars 1992), p. 633-635.

[78] F. NICOUD et F. DUCROS. “Subgrid-Scale Stress Modelling Based on the Square of the Velocity Gradient Tensor”. In : *Flow, Turbulence and Combustion* 62.3 (1999), p. 183-200.

[79] Osborne REYNOLDS. “IV. On the dynamical theory of incompressible viscous fluids and the determination of the criterion”. en. In : *Philosophical Transactions of the Royal Society of London. (A.)* 186 (déc. 1895), p. 123-164.

[80] William M. KAYS, Michael E. CRAWFORD et Bernhard WEIGAND. *Convective heat and mass transfer*. eng. McGraw-Hill series in mechanical engineering. Boston : McGraw-Hill.

[81] M. M. GIBSON, C. A. VERRIOPOULOS et N. S. VLACHOS. “Turbulent boundary layer on a mildly curved convex surface : Part 1 : Mean flow and turbulence measurements”. en. In : *Experiments in Fluids* 2.1 (mars 1984), p. 17-24.

[82] Hiroshi KAWAMURA, Hiroyuki ABE et Yuichi MATSUO. “DNS of turbulent heat transfer in channel flow with respect to Reynolds and Prandtl number effects”. en. In : *International Journal of Heat and Fluid Flow* 20.3 (juin 1999), p. 196-207.

[83] J BOUSSINESQ. “Theorie de l’ecoulement tourbillant”. In : *Mem. Acad. Sci.* 23 (1877), p. 46.

[84] F. R. MENTER. “Two-equation eddy-viscosity turbulence models for engineering applications”. en. In : *AIAA Journal* 32.8 (août 1994), p. 1598-1605.

[85] David C. WILCOX. “Reassessment of the scale-determining equation for advanced turbulence models”. en. In : *AIAA Journal* 26.11 (nov. 1988), p. 1299-1310.

[86] B. E. LAUNDER, G. J. REECE et W. RODI. “Progress in the development of a Reynolds-stress turbulence closure”. en. In : *Journal of Fluid Mechanics* 68 (avr. 1975), p. 537-566.

[87] Adrian MARIES et al. “Interactive Exploration of Stress Tensors Used in Computational Turbulent Combustion”. In : *New Developments in the Visualization and Processing of Tensor Fields*. Sous la dir. de David H. LAIDLAW et Anna VILANOVA. Series Title : Mathematics and Visualization. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2012, p. 137-156.

[88] Geoffrey Ingram TAYLOR. “Statistical theory of turbulenc”. en. In : *Proceedings of the Royal Society of London. Series A - Mathematical and Physical Sciences* 151.873 (sept. 1935), p. 421-444. ISSN : 0080-4630, 2053-9169.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[89] G. K. BATCHELOR. *The theory of homogeneous turbulence*. eng. Transferred to digital printing 1999. Cambridge science classics. Cambridge : Cambridge University Press, 1999. ISBN : 978-0-521-04117-1.

[90] G BERKOOZ, P HOLMES et J L LUMLEY. "The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows". en. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 25.1 (jan. 1993), p. 539-575. ISSN : 0066-4189, 1545-4479.

[91] J. L LUMLEY. *The Structure of Inhomogeneous Turbulent Flows*. Atmospheric turbulence and radio propagation, pages 166– 178. Nauka, Moscow. A. M. Yaglom et V. I. Tatarski, editors, 1967.

[92] Lawrence SIROVICH. "Turbulence and the dynamics of coherent structures. II. Symmetries and transformations". en. In : *Quarterly of Applied Mathematics* 45.3 (oct. 1987), p. 573-582.

[93] Andrej S. MONIN et Akiva M. JAGLOM. "Statistical fluid mechanics. 1". eng. In : *Mechanics of Turbulence*. 1. publ. Num Pages : 769. Mineola, NY : Dover Publ, 2007.

[94] A. N. KOLMOGOROV. "The local structure of turbulence in incompressible viscous fluid at very large Reynolds numbers". In : *Doklady Akademii Nauk SSSR* 30 (1941). In Russian, p. 301-305.

[95] A. N. KOLMOGOROV. "Dissipation of energy in locally isotropic turbulence". In : *Doklady Akademii Nauk SSSR* 32 (1941). In Russian, p. 19-21.

[96] A B MURPHY. "Thermal plasmas in gas mixtures". In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 34.20 (oct. 2001), R151-R173.

[97] J HAIDAR. "Non-equilibrium modelling of transferred arcs". In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 32.3 (fév. 1999), p. 263-272.

[98] S. C. SNYDER et al. "Diffusion of atomic hydrogen in an atmospheric-pressure free-burning arc discharge". en. In : *Physical Review E* 52.3 (sept. 1995), p. 2999-3009.

[99] A. B. MURPHY et al. "Advanced thermal plasma modelling". en. In : *High Temperature Material Processes (An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes)* 12.3-4 (2008), p. 255-336. ISSN : 1940-4360.

[100] Hong-Bing XIONG et al. "Three-dimensional simulation of plasma spray : effects of carrier gas flow and particle injection on plasma jet and entrained particle behavior". en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47.24 (nov. 2004), p. 5189-5200.

[101] C. H. CHANG et J. D. RAMSHAW. "Numerical simulation of nonequilibrium effects in an argon plasma jet". en. In : *Physics of Plasmas* 1.11 (nov. 1994), p. 3698-3708.

[102] Gilles MARIAUX et Armelle VARDELLE. "3-D time-dependent modelling of the plasma spray process. Part 1 : flow modelling". en. In : *International Journal of Thermal Sciences* 44.4 (avr. 2005), p. 357-366.

[103] J. D. RAMSHAW et C. H. CHANG. "Computational fluid dynamics modeling of multicomponent thermal plasmas". en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 12.3 (sept. 1992), p. 299-325.

[104] He-Ping LI et Xi CHEN. "Three-dimensional simulation of a plasma jet with transverse particle and carrier gas injection". en. In : *Thin Solid Films* 390.1-2 (juin 2001), p. 175-180.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[105] Y. SHAN, T.W. COYLE et J. MOSTAGHIMI. “Numerical Simulation of Droplet Breakup and Collision in the Solution Precursor Plasma Spraying”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 16.5-6 (déc. 2007), p. 698-704.

[106] Cécile MARCHAND et al. “Modelling of the plasma spray process with liquid feedstock injection”. en. In : *Surface and Coatings Technology* 202.18 (juin 2008), p. 4458-4464.

[107] Masaya SHIGETA. “Simulating Turbulent Thermal Plasma Flows for Nanopowder Fabrication”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 40.3 (mai 2020), p. 775-794.

[108] Céline CARUYER et al. “Analysis of the unsteadiness of a plasma jet and the related turbulence”. en. In : *Surface and Coatings Technology* 205.4 (nov. 2010), p. 1165-1170.

[109] R. WESTHOFF et J. SZEKELY. “A model of fluid, heat flow, and electromagnetic phenomena in a nontransferred arc plasma torch”. en. In : *Journal of Applied Physics* 70.7 (oct. 1991), p. 3455-3466.

[110] D. A. SCOTT, P. KOVITYA et G. N. HADDAD. “Temperatures in the plume of a dc plasma torch”. en. In : *Journal of Applied Physics* 66.11 (déc. 1989), p. 5232-5239.

[111] C L FELIPINI et M M PIMENTA. “Some numerical simulation results of swirling flow in d.c. plasma torch”. In : *Journal of Physics : Conference Series* 591 (mars 2015), p. 012038.

[112] R. HUANG et al. “Simulation of Arc Root Fluctuation in a DC Non-Transferred Plasma Torch with Three Dimensional Modeling”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 21.3-4 (juin 2012), p. 636-643.

[113] E. MOREAU et al. “Modeling the Restrike Mode Operation of a DC Plasma Spray Torch”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 15.4 (déc. 2006), p. 524-530.

[114] J.P. TRELLES et J.V.R. HEBERLEIN. “Simulation Results of Arc Behavior in Different Plasma Spray Torches”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 15.4 (déc. 2006), p. 563-569.

[115] Juan Pablo TRELLES, Emil PFENDER et Joachim HEBERLEIN. “Multiscale Finite Element Modeling of Arc Dynamics in a DC Plasma Torch”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 26.6 (déc. 2006), p. 557-575.

[116] J P TRELLES, E PFENDER et J V R HEBERLEIN. “Modelling of the arc reattachment process in plasma torches”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 40.18 (sept. 2007), p. 5635-5648.

[117] M. ALAYA et al. “Arc-Cathode Coupling in the Modeling of a Conventional DC Plasma Spray Torch”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* (oct. 2014).

[118] Jyothi Krishna PERAMBADUR et al. “Simulation of the Axial III Plus Plasma Torch and Its Arc Fluctuations”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 33.8 (déc. 2024), p. 2526-2547.

[119] L E CRAM, L POLADIAN et G ROUMELIOTIS. “Departures from equilibrium in a free-burning argon arc”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 21.3 (mars 1988), p. 418-425.

[120] V. RAT et al. “Transport properties in a two-temperature plasma : Theory and application”. en. In : *Physical Review E* 64.2 (juill. 2001), p. 026409.

[121] Javad MOSTAGHIMI, Pierre PROULX et Maher I. BOULOS. “A two-temperature model of the inductively coupled rf plasma”. en. In : *Journal of Applied Physics* 61.5 (mars 1987), p. 1753-1760.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[122] J P TRELLES, J V R HEBERLEIN et E PFENDER. “Non-equilibrium modelling of arc plasma torches”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 40.19 (oct. 2007), p. 5937-5952.

[123] Juan Pablo TRELLES et S. Mahnaz MODIRKHAZENI. “Variational multiscale method for nonequilibrium plasma flows”. en. In : *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 282 (déc. 2014), p. 87-131.

[124] M BAEVA et al. “Two-temperature chemically non-equilibrium modelling of transferred arcs”. In : *Plasma Sources Science and Technology* 21.5 (oct. 2012), p. 055027.

[125] Rodion ZHUKOVSKII et al. “Predicted Anode Arc Attachment by LTE (Local Thermodynamic Equilibrium) and 2-T (Two-Temperature) Arc Models in a Cascaded-Anode DC Plasma Spray Torch”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 31.1-2 (jan. 2022), p. 28-45.

[126] Peng LIANG et Rodion GROLL. “Numerical Study of Plasma–Electrode Interaction During Arc Discharge in a DC Plasma Torch”. In : *IEEE Transactions on Plasma Science* 46.2 (fév. 2018), p. 363-372.

[127] P. EICHERT, M. IMBERT et C. CODDET. “Numerical Study of an ArH2 Gas Mixture Flowing Inside and Outside a dc Plasma Torch”. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 7.4 (déc. 1998), p. 505-512.

[128] E. MEILLOT et D. GUENADOU. “Thermal Plasma Flow Modeling : A Simple Model for Gas Heating and Acceleration”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 24.2 (juin 2004), p. 217-238.

[129] E. MEILLOT, D. GUENADOU et C. BOURGEOIS. “Three-Dimension and Transient D.C. Plasma Flow Modeling”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 28.1 (fév. 2008), p. 69-84.

[130] He-Ping LI et E. PFENDER. “Three Dimensional Modeling of the Plasma Spray Process”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 16.2 (juin 2007), p. 245-260.

[131] E. DALIR, A. DOLATABADI et J. MOSTAGHIMI. “Modeling of Suspension Plasma Spraying Process Including Arc Movement Inside the Torch”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 28 (août 2019), p. 1105-1125.

[132] E. DALIR, C. MOREAU et A. DOLATABADI. “Three-Dimensional Modeling of Suspension Plasma Spraying with Arc Voltage Fluctuations”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 27.8 (déc. 2018), p. 1465-1490.

[133] E. MEILLOT et al. “Numerical simulation of unsteady ArH2 plasma spray impact on a moving substrate”. en. In : *Surface and Coatings Technology* 268 (avr. 2015), p. 257-265. ISSN : 02578972.

[134] C. MARCHAND et al. “Liquid Precursor Plasma Spraying : Modeling the Interactions Between the Transient Plasma Jet and the Droplets”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 16.5-6 (déc. 2007), p. 705-712.

[135] R. L. WILLIAMSON, J. R. FINCKE et C. H. CHANG. “A Computational Examination of the Sources of Statistical Variance in Particle Parameters During Thermal Plasma Spraying”. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 20.3 (2000). Publisher : Springer Science and Business Media LLC, p. 299-324.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[136] Y. P. WAN et al. “Modeling and Visualization of Plasma Spraying of Functionally Graded Materials and Its Application to the Optimization of Spray Conditions”. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 10.2 (juin 2001). Publisher : Springer Science and Business Media LLC, p. 382-389.

[137] Y.P WAN et al. “An advanced model for plasma spraying of functionally graded materials”. en. In : *Journal of Materials Processing Technology* 137.1-3 (juin 2003). Publisher : Elsevier BV, p. 110-116.

[138] Fan QUNBO, Wang LU et Wang FUCHI. “3D simulation of the plasma jet in thermal plasma spraying”. en. In : *Journal of Materials Processing Technology* 166.2 (août 2005), p. 224-229.

[139] He-Ping LI, E PFENDER et Xi CHEN. “Application of Steenbeck’s minimum principle for three-dimensional modelling of DC arc plasma torches”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 36.9 (mai 2003). Publisher : IOP Publishing, p. 1084-1096.

[140] J. MCKELLIGET et al. “Temperature and velocity fields in a gas stream exiting a plasma torch. A mathematical model and its experimental verification”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 2.3 (sept. 1982), p. 317-332.

[141] I. AHMED et T.L. BERGMAN. “Three-Dimensional Simulation of Thermal Plasma Spraying of Partially Molten Ceramic Agglomerates”. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 9.2 (juin 2000), p. 215-224.

[142] G. MARIAUX et al. “Modeling of the plasma spray process : from powder injection to coating formation”. en. In : *High Temperature Material Processes (An International Quarterly of High-Technology Plasma Processes)* 5.1 (2001), p. 25.

[143] J. P. TRELLES et al. “Arc Plasma Torch Modeling”. en. In : *Journal of Thermal Spray Technology* 18 (déc. 2009), p. 728-752.

[144] V. COLOMBO, A. CONCETTI et E. GHEDINI. “Time dependent 3D large eddy simulation of a DC non-transferred arc plasma spraying torch with particle injections”. In : *2007 16th IEEE International Pulsed Power Conference*. Albuquerque, NM : IEEE, juin 2007, p. 1565-1568.

[145] J.R. FINCKE et al. “Entrainment in high-velocity, high-temperature plasma jets. Part I : experimental results”. en. In : *International Journal of Heat and Mass Transfer* 46.22 (oct. 2003), p. 4201-4213.

[146] Hiromichi KOBAYASHI. “The subgrid-scale models based on coherent structures for rotating homogeneous turbulence and turbulent channel flow”. en. In : *Physics of Fluids* 17.4 (avr. 2005), p. 045104.

[147] Hiromichi KOBAYASHI. “Large eddy simulation of magnetohydrodynamic turbulent channel flows with local subgrid-scale model based on coherent structures”. en. In : *Physics of Fluids* 18.4 (avr. 2006), p. 045107.

[148] W. M. KAYS et M. E. CRAWFORD. *Convective heat and mass transfer*. 3rd ed. McGraw-Hill series in mechanical engineering. New York : McGraw-Hill, 1993. ISBN : 978-0-07-033721-3.

[149] Suhas V. PATANKAR. *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*. en. 1re éd. CRC Press, oct. 2018.

[150] J. P. VAN DOORMAAL et G. D. RAITHBY. “Enhancements of the simple method for predicting incompressible fluid flows”. en. In : *Numerical Heat Transfer* 7.2 (avr. 1984), p. 147-163.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[151] Paulo J. OLIVEIRA Raad I. Issa. “An improved PISO algorithm for the computation of buoyancy-driven flows”. en. In : *Numerical Heat Transfer, Part B : Fundamentals* 40.6 (déc. 2001), p. 473-493.

[152] Masaya SHIGETA. “Three-dimensional flow dynamics of an argon RF plasma with dc jet assistance : a numerical study”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 46.1 (jan. 2013), p. 015401.

[153] Tetuya KAWAMURA, Hideo TAKAMI et Kunio KUWAHARA. “Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness”. In : *Fluid Dynamics Research* 1.2 (déc. 1986), p. 145-162.

[154] S KOMURASAKI. “A Hydrothermal Convective Flow at Extremely High Temperature”. Anglais. In : *Proc. of 7th Int. Conf. on Computational Fluid Dynamics ICCFD7-3001 (* (2012).

[155] A GLEIZES, Y CRESSAULT et Ph TEULET. “Mixing rules for thermal plasma properties in mixtures of argon, air and metallic vapours”. In : *Plasma Sources Science and Technology* 19.5 (oct. 2010), p. 055013.

[156] C. R. WILKE. “A Viscosity Equation for Gas Mixtures”. en. In : *The Journal of Chemical Physics* 18.4 (avr. 1950), p. 517-519.

[157] E. A. MASON et S. C. SAXENA. “Approximate Formula for the Thermal Conductivity of Gas Mixtures”. en. In : *The Physics of Fluids* 1.5 (sept. 1958), p. 361-369.

[158] Sanford GORDON et Bonnie J MCBRIDE. *Computer Program for Calculation of Complex Chemical Equilibrium Compositions, Rocket Performance, Incident and Reflected Shocks, and Chapman-Jouguet Detonations*. Mars 1976.

[159] Richard W. JOHNSON, éd. *Handbook of fluid dynamics*. Second edition. Boca Raton : Taylor & Francis, CRC Press, 2016.

[160] Malcolm CHASE. *NIST-JANAF thermochemical tables*. eng. 4th ed. Journal of physical and chemical reference data 9. Washington, D.C : American chemical society, 1998.

[161] Maher I. BOULOS, Pierre FAUCHAIS et Emil PFENDER. *Thermal plasmas : fundamentals and applications*. eng. OCLC : 861706169. New York : Plenum Press, 1994.

[162] J. E. MAYER et M. G. MAYER. “Statistical Mechanics”. In : *Philosophy of Science* 8.1 (1941), p. 135-136.

[163] Sanford D. GORDON et B. J. Mc BRIDE. “Fortran IV program for calculation of thermodynamic data”. In : *NASA Technical Note TN D-4097*. 1967.

[164] Sydney CHAPMAN et T. G. COWLING. *The mathematical theory of non-uniform gases : an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction, and diffusion in gases*. 3rd ed. Cambridge mathematical library. Cambridge ; New York : Cambridge University Press, 1990.

[165] Joseph O. HIRSCHFELDER, Charles F. CURTISS et Robert Byron BIRD. *Molecular theory of gases and liquids*. eng. Corrected printing with notes added. Hoboken, NJ : Wiley, 2010.

[166] Sydney CHAPMAN et Thomas G. COWLING. *The Mathematical theory of non-uniform gases : an account of the kinetic theory of viscosity, thermal conduction and diffusion in gases*. eng. 3. ed., prep. in co-opera. with D. Burnett. Cambridge : Cambridge Univ. Pr, 1999.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[167] A. B. MURPHY et C. J. ARUNDELL. “Transport coefficients of argon, nitrogen, oxygen, argon-nitrogen, and argon-oxygen plasmas”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 14.4 (déc. 1994), p. 451-490.

[168] P. ANDRÉ et al. “Transport coefficients in thermal plasma. Applications to Mars and Titan atmospheres”. en. In : *The European Physical Journal D* 57.2 (avr. 2010), p. 227-234.

[169] B. V. ALEXEEV, A. CHIKHAOUI et I. T. GRUSHIN. “Application of the generalized Chapman-Enskog method to the transport-coefficient calculation in a reacting gas mixture”. en. In : *Physical Review E* 49.4 (avr. 1994), p. 2809-2825.

[170] J. T. VANDERSLICE et al. “High-Temperature Transport Properties of Dissociating Hydrogen”. en. In : *The Physics of Fluids* 5.2 (fév. 1962), p. 155-164.

[171] Kwang-Sik YUN, Stanley WEISSMAN et E. A. MASON. “High-Temperature Transport Properties of Dissociating Nitrogen and Dissociating Oxygen”. en. In : *The Physics of Fluids* 5.6 (juin 1962), p. 672-678.

[172] Jyothikrishna PERAMBADUR. *Modélisation et simulation de la formation du plasma dans la torche haute puissance Mettech Axial III*. Rapport de projet. « Vers un clone numérique de la Projection Plasma de Suspension à usage industriel – 2022-2024 ». Projet région Nouvelle-Aquitaine « Aventurine », 2024.

[173] P FRETON et al. “Energy equation formulations for two-temperature modelling of ‘thermal’ plasmas”. In : *Journal of Physics D : Applied Physics* 45.46 (nov. 2012), p. 465206. ISSN : 0022-3727, 1361-6463.

[174] ANSYS INC. *ANSYS Fluent Release 2019 R2*. Computational Fluid Dynamics (CFD) software. ANSYS, Inc. Canonsburg, PA, USA, 2019.

[175] C. M. RHIE et W. L. CHOW. “Numerical study of the turbulent flow past an airfoil with trailing edge separation”. en. In : *AIAA Journal* 21.11 (nov. 1983), p. 1525-1532.

[176] W.Kyle ANDERSON et Daryl L BONHAUS. “An implicit upwind algorithm for computing turbulent flows on unstructured grids”. en. In : *Computers & Fluids* 23.1 (jan. 1994), p. 1-21.

[177] P L ROE. “Characteristic-Based Schemes for the Euler Equations”. en. In : *Annual Review of Fluid Mechanics* 18.1 (jan. 1986), p. 337-365.

[178] Dmitrii IVCHENKO. “Modeling and design of a physical vapor deposition process assisted by thermal plasma (PS-PVD)”. PhD thesis. Limoges, France : Université de Limoges, 2018.

[179] Khalil JAAFAR. “Modélisation et dimensionnement d’un procédé de dépôt physique en phase vapeur assisté par plasma thermique”. Français. Thèse de doct. Institut de Recherche sur les CERamiques : Univesité de Limoges, oct. 2022.

[180] Dmitrii IVCHENKO. “Modeling and design of a physical vapor deposition process assisted by thermal plasma (PS-PVD)”. Thèse de doct. Institut de Recherche sur les CERamiques : Université de Limoges, déc. 2018.

[181] B.E. LAUNDER et D.B. SPALDING. “The numerical computation of turbulent flows”. en. In : *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering* 3.2 (mars 1974), p. 269-289.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

[182] B.E. LAUNDER et B.I. SHARMA. “Application of the energy-dissipation model of turbulence to the calculation of flow near a spinning disc”. en. In : *Letters in Heat and Mass Transfer* 1.2 (nov. 1974), p. 131-137.

[183] Victor YAKHOT et Steven A. ORSZAG. “Renormalization group analysis of turbulence. I. Basic theory”. en. In : *Journal of Scientific Computing* 1.1 (1986), p. 3-51.

[184] B. PATEYRON et al. “Thermodynamic and transport properties of Ar-H2 and Ar-He plasma gases used for spraying at atmospheric pressure. I : Properties of the mixtures”. en. In : *Plasma Chemistry and Plasma Processing* 12.4 (déc. 1992), p. 421-448.

Licence CC BY-NC-ND 3.0

Projection plasma de suspension : modélisation et simulation numérique du développement du jet par une approche de turbulence aux grandes échelles

Résumé : La projection plasma de suspension (SPS) consiste à injecter une suspension de particules sub-microniques du matériau à déposer dans un jet de plasma thermique pour être fragmentée, évaporée, libérant ainsi des particules individuelles ou agglomérées qui sont ensuite accélérées et fondues. Ce procédé qui permet d'obtenir des revêtements finement structurés présentant des microstructures variées (colonnaires, denses, ...), est en voie d'adoption dans diverses applications industrielles. Cependant, la microstructure du dépôt dépend d'un grand nombre de paramètres opératoires, et de phénomènes variés et interdépendants, ce qui complique la mise au point d'une microstructure spécifique et nécessite l'aide de la simulation numérique. Ainsi, cette étude s'inscrit dans le cadre d'un projet collaboratif (IRCER, I2M, Safran) de développement d'un jumeau numérique prédictif de l'ensemble du procédé, qui comprend la modélisation : i) de la formation du plasma à l'intérieur de la torche par l'arc électrique, ii) du développement du jet de plasma instationnaire et turbulent dans l'air ambiant, iii) de l'injection, la fragmentation et le traitement de la suspension, et enfin, iv) de la construction du revêtement. Cette étude concerne la modélisation du développement du jet de plasma 3D instationnaire dans l'air ambiant (ii), par une approche prédictive de turbulence aux grandes échelles (LES), puisque la prédiction du jet conditionne fortement le traitement et la dispersion des gouttelettes/particules de faible inertie. Cette approche utilise comme conditions aux limites d'entrée, des données évoluant spatio-temporellement en sortie de torche issues de la modélisation MagnétoHydroDynamique de la formation du plasma (i), pour les torches F4 de Sulzer-Metco et Axial III+ de Mettech travaillant en mode fortement fluctuant "restrike mode". Le code de CFD ANSYS-Fluent est utilisé pour résoudre les équations de conservation du mélange multi-espèces non réactives à l'Équilibre Thermodynamique Local. Un modèle numérique optimal et prédictif est établi à partir d'une étude de sensibilité des solveurs, schémas et paramètres numériques et des modèles de fermeture. Les résultats montrent que, dans ces conditions de projection fortement fluctuantes couramment utilisées pour la projection de céramiques, les fluctuations de l'arc électrique amplifient légèrement le développement des phénomènes turbulents générés par les instabilités de cisaillement. Les échelles spatiales et temporelles caractéristiques de la turbulence dans le jet de plasma sont également estimées par plusieurs méthodes.

Mots clés : Turbulence, Simulation des Grandes Échelles (LES), modélisation numérique, projection plasma, procédé SPS, dépôt, barrières thermiques.



Suspension plasma spraying : modelling and numerical simulation of jet development using a Large eddy Simulation turbulence approach

Abstract : Suspension Plasma Spraying (SPS) involves the injection of a suspension of submicron material particles into a thermal plasma jet, where the suspension is fragmented and evaporated, releasing individual or agglomerated particles that are subsequently accelerated and melted. This process, which produces finely structured coatings with varied microstructures (columnar, dense, etc.), is being adopted in various industrial applications. However, the microstructure of the deposit is dependent on a large number of operating parameters and various interactive phenomena, which complicates the development of a specific microstructure and requires the use of numerical simulation. This study is part of a collaborative project (IRCER, I2M, Safran), that aims to develop a predictive digital twin of the entire process, including the modelling of : (i) the plasma formation inside the torch by the electric arc, (ii) the development of the unsteady turbulent plasma jet in the ambient air, (iii) the injection, fragmentation and treatment of the suspension and finally, iv) the coating construction. This study focuses on the modelling of the development of the 3D unsteady turbulent plasma jet and its mixing with the ambient gas (ii) by a Large Eddy Simulation turbulence model (LES), since the prediction of the jet strongly conditions the treatment and dispersion of droplets/particles of low inertia. This approach uses resolved velocity and temperature profiles at the torch outlet, which are issued from MagnetoHydroDynamic modeling of plasma formation (i) for Sulzer-Metco F4 and Mettech Axial III+ torches operating in restrike mode, as inlet boundary conditions. The ANSYS-Fluent CFD software is used to modeling the plasma jet, by solving the conservation equations for a Local Thermodynamic Equilibrium non-reactive multi-species gas mixture. An optimal and predictive numerical model is established based on a study of solvers, numerical schemes and sub grid scale of turbulence modeling. The results show that, under these highly fluctuating conditions commonly used for ceramic spraying, electric arc fluctuations amplify slightly the development of turbulent phenomena generated by shear instabilities. The spatial and temporal scales characteristic of turbulence in the plasma jet are also estimated by several methods.

Keywords : Turbulence, Large Eddy Simulation method (LES), numerical modeling, Plasma Spraying, coating, thermal barrier coathings (TBC).

